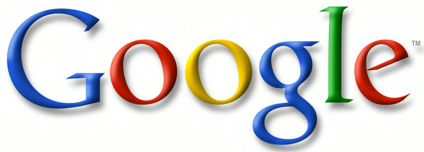






IL NUOVO CIMENTO

FONDATO DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA
E CONTINUATO DA E. BETTI E R. FELICI

ORGANO DELLA
SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

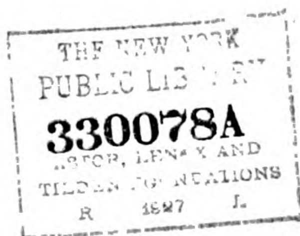
PUBBLICATO PER CURA DEI DIRETTORI
A. BATTELLI, A. RÒITI, V. VOLTERRA
E DEI DELEGATI DELLA SOCIETÀ
A. RIGHI E P. CARDANI

SERIE V. - Tomo VII.

DIREZIONE
Istituto fisico della R. Università
PISA.

AMMINISTRAZIONE
Via Gino Capponi, 3
FIRENZE.

PISA DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1904



INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1903.

Journal de Physique. — 1903-904.

The Physical Review. — 1903

Physikalische Zeitschrift. — 1904.

Journal de Chim. Physique. — 1903.

Zeit. f. Elektrochemie. — 1903.

Zeit. f. Physikalische Chemie. — 1901.

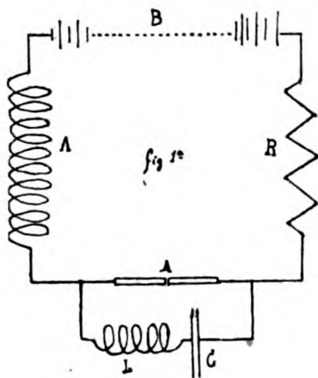
Philosophical Magazine. — 1903-1904.

SULLE CORRENTI DI DUDDELL.

Nota del Dott. MICHELE LA ROSA.

L' ipotesi dell' esistenza nell' arco cantante di due vibrazioni di periodo molto diverso, messa avanti dal Prof. Ascoli e dal Dott. Manzetti [1]), deducendola dai risultati di esperienze stroboscopiche, poteva far pensare ad una partecipazione del circuito principale al fenomeno oscillatorio.

Guidato da tale concetto iniziai nel Laboratorio di Fisica del R. Istituto di Studi Superiori di Firenze delle esperienze allo scopo di separare la vibrazione più lenta e studiare quale azione su essa esercitassero le costanti del circuito principale ARBA (fig. 1).

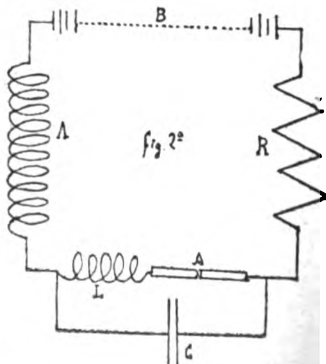


Tralasciando di riferire i vari tentativi infruttuosamente condotti, riporto solo due fatti che ebbi occasione di rilevare nel corso di tali prove.

1) Ascoli e Manzetti. Rend. Acc. Lincei, 1902, 2° sem., fasc. 1°.

1° La diminuzione molto notevole dell' induttanz primario di un trasformatore a circuito magnetico chi sposto in serie nel circuito principale, ottenuta mett corto circuito il suo secondario, faceva abbassare il su dall'arco. Il cambiamento d' altezza più non avveniv duttanza residua era ancora grande, come si consta gando due trasformatori simili in serie ed escluden

2° Questa stessa variazione nel valore di A un notevole aumento nell' altezza del suono, se al sitivo (fig. 1) si sostituiva quello rappresentato da



Più oltre si tornerà sulla spiegazione

In seguito però, il Prof. Corbino [1]) dis stroboscopica dei Sigg. Ascoli e Manzetti sione che a spiegarla non era necessario di due vibrazioni; anzi egli riuscì a rip parenze sopra un disco dipinto a settori semplici alternative di luce prodotte in luminoso con un secondo disco girante

In un lavoro posteriore lo stesso lo studio della forma del nti nel Duddell per mezzo di u Braun dedusse che le corre pro

Atti 09,

3

i $\frac{T'}{T}$ ed $\frac{l'}{l}$ non sono
pure rientrano nei

Tenendo presente che l' area A B C D (fig. 3) dev' essere uguale all' area D E F, è facile convincersi che in conseguenza dell' appiattimento dell' onda il periodo d' oscillazione deve risultare accresciuto, in modo che il rapporto fra il periodo attuale e quello dell' onda originaria, rigorosamente sinusoidale, dev' essere dato dalla relazione

$$(1) \qquad \frac{T'}{T} = \frac{1}{\pi}\left(\sqrt{\frac{I_0^2}{I^2} - 1} + \text{arc sen}\,\frac{I}{I_0} + \frac{\pi}{2}\right)$$

in cui I ed I_0 sono rispettivamente l' intensità nel ramo principale e l' ampiezza della vibrazione.

Quì di seguito sono riportate alcune misure fatte per verificare la (1). I diversi elementi furono determinati nel modo seguente :

1.° I con un amperometro inserito nel circuito principale.

2.° I_0, fissando, con l' aiuto di un cannocchiale, la posizione di massimo spostamento del cerchietto luminoso di un tubo di Braun e cercando dopo l' intensità di corrente continua capace di produrre lo stesso spostamento del cerchietto, attraversando nelle stesse condizioni la bobina che agiva sul tubo.

3° T' per mezzo di un sonometro, mentre si fissava la posizione del cerchietto.

4.° T, nel modo stesso, dopo avere rese opportunamente sinusoidali le oscillazioni.

Nello specchietto seguente l' è il periodo di vibrazione per l' onda appiattita, l per l' onda sinusoidale, entrambi espressi in millimetri della corda del sonometro, I_0 ed I sono espresse in ampère, $\frac{T'}{T}$ è il rapporto dei periodi calcolato con la formula (1).

Esperienza 1ª.

$I_0 = 6{,}8$ $\qquad$ $I = 2{,}2$

$l = 240$ $\qquad$ $l' = 370$

$\frac{T'}{T} = 1{,}54$ $\qquad$ $\frac{l'}{l} = 1{,}53$

In questa esperienza C, capacità del ramo derivato, era uguale a 8 microfarad; L, induttanza dello stesso ramo, era uguale a 2,78 millihenry.

Esperienza 2ª.

$$I_0 = 7,1 \qquad I = 2,3$$
$$l = 240 \qquad l' = 352$$
$$\frac{T'}{T} = 1,52 \qquad \frac{l'}{l} = 1,47$$

C ed L le stesse che nell'esperienza precedente.

Esperienza 3ª.

$$I_0 = 5,0 \qquad I = 2,3$$
$$l = 182 \qquad l' = 225$$
$$\frac{T'}{T} = 1,26 \qquad \frac{l'}{l} = 1,24$$

C = 8 ; L = 5,88.

Esperienza 4ª.

$$I_0 = 9,7 \qquad I = 2$$
$$l = 147 \qquad l' = 290$$
$$\frac{T'}{T} = 2,02 \qquad \frac{l'}{l} = 1,98$$

C = 8 ; L = 1,29.

Esperienza 5ª.

$$I_0 = 7,4 \qquad I = 2,4$$
$$l = 98 \qquad l' = 160$$
$$\frac{T'}{T} = 1,55 \qquad \frac{l'}{l} = 1,63$$

C ed L come nell'esperienza 4ª.

Le divergenze fra i valori dei rapporti $\frac{T'}{T}$ ed $\frac{l'}{l}$ non sono così ristrette come sarebbe desiderabile, pure rientrano nei

limiti degli errori per la facile variabilità di due degli elementi misurati; cioè di I_0 e di t'.

Ed ora si noti che l'ipotesi precedente dà anche ragione, come ha fatto rilevare il Prof. Corbino, dell'abbassamento del periodo prodotto da una grande diminuzione dell'induttanza principale; infatti il tratto rettilineo s'inclina fortemente verso la destra nella figura 3, ed a questa inclinazione deve corrispondere un ulteriore allungamento nel periodo, per l'uguaglianza delle aree abbracciate dai due rami A B C D, D E F. L'aumento d'altezza riscontrato col dispositivo della fig. 2, mi pare che si possa spiegare tenendo presente da un canto che in questo caso l'inclinazione del tratto rettilineo, per la diminuzione dell'induttanza, dev'essere debolissima, perchè il valore residuo di Λ è ancora molto grande; e d'altra parte nella scarica del condensatore attraverso ai due circuiti derivati, una data diminuzione di Λ deve produrre una diminuzione nel periodo tanto più notevole quanto più prossimo ad uno è il rapporto fra le induttanze dei due rami.

Passiamo ora ad esaminare come l'ampiezza dipenda dalla resistenza, dalla induttanza e dalla capacità del ramo derivato.

In questo studio essa veniva determinata in modo analogo a quello detto precedentemente: il tratto rettilineo luminoso descritto dal tubo di Braun veniva proiettato mediante un obbiettivo a corto fuoco sopra una scala pellucida, sulla quale si misurava lo spostamento massimo del cerchietto dalla sua posizione di riposo. Il confronto con lo spostamento prodotto da una corrente costante non fu necessario, perchè da uno studio preliminare era risultato che per spostamenti non troppo grandi, come quasi tutti quelli di queste misure, le deviazioni del fascio catodico sono quasi esattamente proporzionali alle intensità di corrente nella bobina deviatrice.

Le induttanze variabili furono determinate col metodo di Pirani, quella della piccola bobina deviatrice fu calcolata con la nota formula, che in questo caso potè dare un valore abbastanza approssimato, poichè la sezione era piccola in paragone della lunghezza.

Le capacità del condensatore impiegato, a carta paraffinata, vennero confrontate, col metodo del ponte, con un buon condensatore campione di Siemens a dielettrico di mica. Ho potuto verificare che i rapporti delle induttanze e delle capacità si possono ritenere esatti solo fino a qualche centesimo.

È bene rilevare fin d'ora che *la lunghezza dell' arco influenza moltissimo l' ampiezza della vibrazione e precisamente questa cresce col crescere di quella,* ad onta della diminuzione dell' intensità principale, fu posta perciò molta cura a produrre i cambiamenti voluti nel circuito, nel più breve tempo possibile, adoperando a tal fine un commutatore a bilanciere, e ciò per conservare in ogni misura possibilmente costante la lunghezza dell' arco.

Influenza della resistenza.

Tenendo costanti i valori della capacità C e dell' induttanza L, si fece mutare la resistenza del circuito derivato in vario rapporto; il valore di I_0 restava immutato quando la resistenza propria del circuito, che era sempre una frazione di ohm, veniva resa perfino tripla; e ciò si verificò in condizioni svariate col dare a C ed a L valori diversi. Solo quando la resistenza complessiva diventava maggiore di 2,5 ohm, pareva manifestarsi una lievissima contrazione nel tratto luminoso, ma allora le oscillazioni si spegnevano rapidamente.

Credo quindi legittima la conclusione che *l' ampiezza delle vibrazioni nel circuito Duddell è indipendente dalla resistenza.* Mi pare questa una proprietà non poco interessante dell' arco, in virtù della quale esso compensa *rigorosamente* tutte le perdite ohmiche del circuito inferiori ad un certo limite; in altri termini esso si comporta come una resistenza negativa capace di assumere lo stesso valore della resistenza ohmica del circuito fino a che questa non oltrepassi un valore massimo [1]).

Questa proprietà dell' arco basterebbe da sola a dare un vero fondamento alla spiegazione del Prof. Corbino, giacchè

1) Le altre perdite inevitabili di energia non farebbero che abbassare questo limite massimo.

solo in virtù di essa è possibile mantenere un sistema di onde persistenti rigorosamente sinusoidali, con le modalità volute dalle costanti del circuito derivato.

Influenza dell' induttanza.

Tanto in questo studio che in quello della influenza della capacità il procedimento fu il seguente: si faceva variare l'elemento di cui si studiava l' influenza da un valore ad un altro, e questa stessa variazione si ripeteva un gran numero di volte, dei due spostamenti corrispondenti del cerchietto luminoso si faceva il rapporto, e come risultato definitivo si prendeva la media di tutti i rapporti ottenuti. Ciò perchè le singole misure, fatte in condizioni apparentemente simili, presentavano delle differenze notevoli per l' instabilità dei vari elementi della vibrazione. Per brevità mi limito a riportare nel quadro seguente tali medie insieme ai valori estremi ed al numero delle determinazioni da cui ogni media fu dedotta.

C	I	L_1	L_2	$R_{min.}$	$R_{mass.}$	$R_{med.}$	$\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$	N
8	1,8	2,78	5,88	1,33	1,69	1,45	1,43	71
4	»	»	»	1,28	1,60	1,41	»	30
8	»	1,29	»	2,08	2,46	2,25	2,13	57
4	»	»	»	1,80	2,20	1,99	»	57
8	»	»	2,78	1,38	1,71	1,54	1,47	57
4	»	»	»	1,31	1,64	1,46	»	58
8	4	2,78	5,88	1,17	1,45	1,29	1,43	102
8	2	»	»	1,33	1,65	1,43	»	35

Nella colonna C di questo quadro sono registrate le capacità costanti espresse in microfarad; nella I, le intensità

principali in ampère; nelle L_1 ed L_2, i valori fra cui variava l'induttanza; nelle R, i rapporti estremi e medio fra lo spostamento del cerchietto corrispondente al valore L_1 dell'induttanza e quello corrispondente al valore L_2; nella N il numero delle osservazioni da cui ogni rapporto medio fu ricavato.

Confrontando i numeri della colonna 7ª con i corrispondenti della successiva, che contiene la radice dei rapporti fra le coppie di valori L_2 ed L_1, si vede che essi sono molto prossimi fra loro, tranne del caso in cui I ha un valore piuttosto grande (4 amp.); anzi se per un momento si facesse la media ponderata delle coppie di rapporti 1,45 e 1,41; 2,25 e 1,98; 1,54 e 1,46, che però sono relativi a valori diversi della C, si troverebbero rispettivamente i numeri 1,43, 2,115, 1,50 che possono ritenersi coincidenti con i valori corrispondenti delle radici suddette, nei limiti degli errori sperimentali. Ed a questo proposito è interessante far rilevare che l'errore medio delle misure riassunte nelle righe 3ª e 4ª, 5ª e 6ª deve essere maggiore di quello delle misure riassunte nelle righe 1ª e 2ª, perchè quando L è piccolo, la striscia luminosa descritta dal cerchietto del tubo di Braun è molto variabile, e d'altro canto, siccome per L piccolo l'ampiezza della vibrazione è piuttosto grande, con minore approssimazione è verificata la proporzionalità tra questa e gli spostamenti del fascio catodico.

Dai risultati registrati nel precedente quadro si possono trarre due conseguenze.

1ª *L'ampiezza delle vibrazioni nell'arco non è in generale rilegata da legge molto semplice all'autoinduzione del ramo derivato; essa cresce col diminuire di questa, ed i suoi mutamenti, per una determinata variazione dell'induttanza, sono tanto più piccoli quanto più piccola è la capacità, e più grande è l'intensità principale.*

2ª *Quando quest'ultimo elemento è piccolo, l'ampiezza della vibrazione tende a variare in ragione inversa della radice quadrata dell'induttanza.*

Influenza della capacità.

Le misure furono condotte nel modo poc' anzi descritto. I risultati sono riassunti nel quadro sottostante, analogo al primo.

L	I	C_1	C_2	$R_{min.}$	$R_{mass.}$	$R_{med.}$	$\sqrt[3]{\frac{C_1}{C_2}}$	N
2,78	2	8	4	1,16	1,43	1,25	1,26	140
1,29	»	»	»	1,18	1,37	1,28	»	60
2,78	»	»	2,4	1,37	1,66	1,50	1,49	77
1,29	»	»	»	1,41	1,66	1,52	»	31
0,53	»	»	»	1,47	1,67	1,55	»	20
2,78	»	4	»	1,12	1,33	1,19	1,19	77
1,29	»	»	»	1,16	1,32	1,22	»	50
2,78	4	8	4	1,09	1,25	1,16	1,26	140
»	»	»	2,4	1,20	1,37	1,27	1,49	83
»	»	4	»	1,06	1,18	1,10	1,19	83

Da questo quadro si possono rilevare le seguenti conclusioni:

1ª *L' ampiezza delle vibrazioni non è legata da legge molto semplice alla capacità; essa cresce col crescere di questa, i suoi mutamenti per una determinata variazione di C, sono tanto più grandi quanto più piccola è l' autoinduzione e più piccola l' intensità principale.*

2ª *Quando quest' ultimo elemento è piccolo l'ampiezza tende a variare proporzionalmente alla radice cubica della capacità.*

Volendo ora confrontare i risultati di queste esperienze con l' ipotesi sopra riferita, basterà pensare che secondo que-

sta, l' ampiezza delle vibrazioni è quella che dovrebbe essere per oscillazioni rigorosamente sinusoidali; si può perciò dedurre l' espressione teorica dell' ampiezza ricorrendo alla formula

$$Q = A e^{i\omega t} + B e^{-i\omega t} \tag{2}$$

che dà l' integrale generale dell' equazione

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \omega^2 Q = 0$$

la quale deve necessariamente sussistere, nell' ipotesi che le correnti in discorso siano sinusoidali e non smorzate. Basterà perciò determinare convenientemente le condizioni ai limiti per la (2) e la sua derivata prima, per trovare l' espressione cercata dell' ampiezza.

Converrà a tal uopo trasportare l' origine delle coordinate nel punto T_0 (fig. 3) in cui la curva dell' intensità piglia effettivamente la forma sinusoidale, e pensare che in questo istante la quantità Q d' elettricità accumulata sul condensatore è uguale a CV, se con V denotiamo la differenza di potenziale necessaria per provocare la riaccensione dell' arco, mentre $\frac{dQ}{dt}$ è ancora uguale a I, cioè uguale in valore e segno all' intensità nel ramo principale; supposto che l' induttanza Λ di questo ramo sia sufficientemente grande.

Si ricavano così le condizioni:

$$A + B = CV$$

$$A - B = \frac{I}{i\omega}$$

e da queste:

$$2A = CV + \frac{I}{i\omega}$$

$$2B = CV - \frac{I}{i\omega}$$

e quindi per $\frac{dQ}{dt}$ si trova:

$$\frac{dQ}{dt} = - \omega CV \frac{e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}}{2i} + i \frac{e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} = I_0 \operatorname{sen} (\omega t + \alpha)$$

essendo:

$$I_0^2 = I^2 + \omega^2 C^2 V^2$$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{I}{\omega C V}.$$

Adunque l' espressione dell' ampiezza della vibrazione nell' ipotesi del Corbino è, mettendo per ω il suo valore $\frac{1}{\sqrt{LC}}$:

(3) $$I_0 = \sqrt{I^2 + \frac{C}{L} V^2}.$$

Non ho potuto fare la verifica completa di questa formola perchè non ho avuto i mezzi per misurare la V, o per meglio dire, per determinare la differenza di potenziale ai poli dell' arco in un istante voluto. Però è facile rilevare come essa si adatti ai risultati delle precedenti esperienze.

La formula (3) infatti ci dice:

a) che l' ampiezza dev' essere indipendente dalla resistenza del circuito.

b) Essa deve variare al variare di V, e perciò anche della lunghezza dell' arco, e questi mutamenti devono essere più notevoli di quelli prodotti da variazioni di C o di L.

Queste due prime conseguenze coincidono con le analoghe avute per via sperimentale.

La (3) ci permette ancora di ritrovare, quando l' induttanza varia in un dato rapporto, le stesse conclusioni che sopra abbiamo dedotte. Infatti l' ampiezza I_0 deve diminuire al crescere di L e l' entità della variazione di I_0 deve dipendere dal valore di C e da quello di I; essa deve risultare tanto più piccolo quanto più grande è il primo termine del radicando cioè I, e quanto più piccolo è il secondo cioè quanto più piccolo è C. Se I è piccolo in modo che il secondo termine riesca

predominante, I_0 deve variare sensibilmente nella ragione inversa della radice quadrata di L.

Non meno bene la formula (3) si adatta ai fatti quando si fa variare C in un determinato rapporto, per ciò che riguarda la prima conclusione: I_0 deve crescere al crescere di C, e l'entità della sua variazione deve essere, anche in questo caso, funzione di I e di L; essa deve essere tanto più notevole quanto più piccolo è I e quanto più piccolo è L. Solo la seconda conseguenza sembra in verità trovarsi in difetto, giacchè se I è piccolo, I_0 tende a variare in ragione diretta della radice cubica della capacità, invece della radice quadrata che darebbe la formula; ma per attribuire il giusto peso a questa discordanza, non bisogna perdere di vista il fattore V^2 della formula, perchè non si può escludere a priori la possibilità che V vari notevolmente, quando cambiano le costanti del circuito. Certo al variare di queste, data la forma della vibrazione, varia anche la durata per la quale l'arco resta spento (in corrispondenza al tratto rettilineo della curva, figura 3), sembra quindi naturale che vari anche la differenza di potenziale necessaria per riaccenderlo.

Con piacere compio il dovere di esprimere pubblicamente la mia gratitudine ai Proff. Ròiti e Macaluso per i consigli ed i mezzi di cui, con grande gentilezza mi furono larghi.

Laboratorio di Fisica della R. Università di Palermo.

CONDUTTIVITÀ TERMICA DELL' IPOAZOTIDE.

Memoria del Dott. C. FELICIANI.

Il Magnanini e lo Zunino hanno studiato pochi anni or sono [1]) il comportamento della conduttività termica dell' ipoazotide paragonandolo a quello dell' idrogeno, dell' aria e dell' anidride carbonica, e han trovato col metodo del raffreddamento e del riscaldamento, e alla pressione atmosferica, che nell' intervallo di temperatura, da 30° a 60°, la conduttività termica dell' ipoazotide, partendo da valori di poco superiori a quelli dell' idrogeno, va gradatamente diminuendo; da 60° in poi essa salisce fino a raggiungere un massimo, inferiore però al corrispondente valore per l' idrogeno, verso i 70°; temperatura alla quale corrispondono le maggiori variazioni nella dissociazione. Da questo punto la conduttività va nuovamente diminuendo fino a divenire minore, verso i 90°, di quella dell' aria e dell' anidride carbonica. Pertanto, poichè i gas non dissociabili presentano una conduttività termica che aumenta coll' aumentare della temperatura, essi conclusero che il comportamento della conduttività termica dell' ipoazotide si differenzia essenzialmente da quello dei gas non dissociabili, corrispondentemente al diverso grado di dissociazione.

Essi però non ci diedero dei valori per la conduttività termica assoluta, nè potevano giungervi soprattutto perchè nelle loro esperienze, fatte a pressione atmosferica o superiore all' atmosferica, si faceva sentire notevolmente l' influenza delle correnti di convezione.

Scopo di queste mie ricerche è di:

1° Determinare il coefficiente di conduttività termica nell' intervallo di temperatura in cui ha luogo la dissociazione.

2° Vedere come esso varia al variare della dissociazione e stabilire, se possibile una relazione che leghi fra loro i due fenomeni.

1) Gazzetta Chim. ital. **1900, 30, pag. 405 e seg.**

Metodo ed apparecchi.

Il metodo che seguii è quello del raffreddamento, adottato già dallo Stefan, dal Warburg, dal Graetz e da altri.

Un termometro a bulbo sferico (fig. 1) penetra col suo stilo in un palloncino di vetro in guisa che il bulbo termometrico

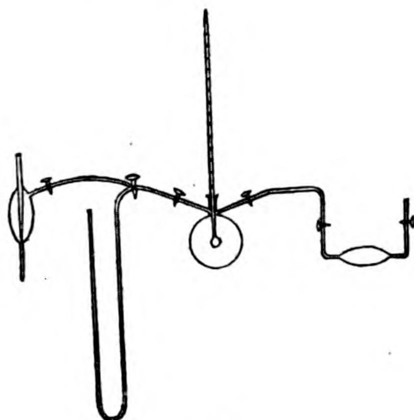


Fig. 1.

viene ad essere concentrico con quest' ultimo. Lo stilo s' impegna nel collo del pallone e vi stabilisce una chiusura ermetica grazie ad una smerigliatura praticata nel collo del pallone e su di un piccolo manicotto, che aderisce ad un rigonfiamento dello stilo mediante un' altra smerigliatura.

Il pallone comunica da una parte con un tubo ad U contenente ipoazotide liquida, e dall' altra con un manometro ad aria libera ed un buon aspiratore ad acqua, col quale sono riuscito ad avere una rarefazione di 15 mm. Il flusso del gas era regolato da un apposito robinetto; l' aspiratore mediante un robinetto a tre vie poteva comunicare col pallone e col manometro o con uno di essi soltanto.

Il termometro a bulbo sferico, che appositamente costruii per le mie ricerche, poteva adattarsi a due palloncini di dimensioni diverse. Esso aveva una graduazione arbitraria (una divisione per ogni mezzo millimetro); sul principio fu paragonato con un termometro campione a temperature centi-

grade, e tale confronto si ripeteva dopo ogni serie di esperienze. Alla divisione *o* corrispondeva la temperatura di 14°,2 e alla divisione ultima 880 corrispondeva la temperatura di 205°,7.

Le dimensioni degli apparecchi erano le seguenti:

raggio del pallone grande	$r_1 = 2{,}9476$ cm.
» piccolo	$r_2 = 2{,}2779$ »
raggio interno del bulbo termom. .	$r_i = 0{,}6690$ »
» esterno » .	$r^e = 0{,}7160$ »
peso del mercurio	17,015 gr.
peso del vetro del bulbo	0,758 »

Modo di sperimentare.

I bagni di cui mi son servito sono tre:

Uno di ghiaccio, un secondo di olio di vasellina a 50° e un terzo di acqua bollente. Il ghiaccio veniva messo ben pesto sopra una rete metallica fissa entro un recipiente, e ciò per evitare una miscela di acqua e di ghiaccio che avrebbe resa ineguale la temperatura del bagno.

Ed ora ecco come conducevo l'esperienza:

Stabilita la comunicazione fra l'aspiratore, il pallone ed il manometro, facevo agire il primo mentre scaldavo il pallone con una lampadina ad alcool per cacciare ogni traccia di vapor acqueo; ottenuta la maggiore rarefazione, facevo comunicare il tubo ad U col pallone. Una corrente di ipoazotide gassosa si slanciava allora nel pallone, nel manometro [1]) e nell'aspiratore, il quale ultimo facevo agire finchè il pallone non contenesse ipoazotide pura senza tracce d'aria.

Quindi scaldavo lentamente il pallone, servendomi di un recipiente di acqua o di vasellina, e quando il termometro segnava una temperatura superiore a quella più elevata dell'intervallo in cui sperimentavo, rapidamente immergevo il pallone nel bagno e osservavo poi il tempo di raffreddamento

1) Uno straterello d'olio di vasellina posto sopra la colonnina di mercurio preservava questo dall'azione dell'ipoazotide.

del termometro di 5 in 5 gradi nel detto intervallo. Ogni esperienza veniva ripetuta almeno quattro volte, e per ognuna avevo cura di rinnovare il gas nel modo già detto.

Una prova della buona tenuta dell' apparecchio era questa, che cioè dopo ogni esperienza ritrovavo la stessa pressione che avevo prima; dirò anzi che dopo lo spazio di 15 ore ho trovato la pressione (di 50 mm.) sensibilmente invariata.

Teoria delle esperienze.

Il raffreddamento del bulbo termometrico è dovuto a tre cause:

1° all' irradiazione,

2° alle correnti convettive, che si generano sotto l' influenza della gravità in seno alla massa gassosa inegualmente riscaldata,

3° alla conduttività della massa gassosa.

La piccola quantità di calore condotta dallo stilo, data la sottigliezza di questo e la sua cattiva conduzione, si potrebbe, senza grave errore, trascurare. E d' altra parte faccio osservare che è perfettamente inutile tenerne conto dal momento che questa stessa quantità ricomparisce nel valore dell' irradiazione.

Quanto alle correnti di convezione si sa che esse s' indeboliscono col diminuire della pressione; approfittando di questo fatto, onde evitare o diminuire il loro effetto, ho eseguito le esperienze a pressioni basse, tra 580 e 60 mm. Per pressioni che vanno da 600 a 150 mm. quell' effetto è debole; per le altre al di sotto di 150 mm. è nullo [1]).

Ed ora, chiamando con dQ una quantità di calore ceduta dal bulbo termometrico in un tempo infinitesimo $d\theta$, t la sua temperatura, t_1 quella del bagno, ω lo spessore dello strato attraversato dalla quantità di calore dQ, S la superficie di quello strato e K il coefficiente di conduttività termica, si ha per la legge di Newton:

$$dQ = \frac{KS}{\omega}(t - t_1)\, d\theta$$

1) Pogg. Annal. 156, pag. 177 e seg.

la quale unita all' altra

$$dQ = -\,\mathrm{P}c\,dt$$

in cui P è il peso del corpo che si raffredda e c il suo calorico specifico, ci conduce facilmente alla relazione

$$\frac{1}{\theta}\,\frac{1}{\log e}\,\log\frac{t_0 - t_1}{t - t_1} = \frac{\mathrm{KS}}{\mathrm{P}c\omega}$$

dove t_0 è il valore di t per $\theta = 0$.

Posto

$$\frac{1}{\theta}\log\frac{t_0 - t_1}{t - t_1} = v \qquad (1)$$

dove nella v abbiamo conglobato la costante $\log e$ si ha:

$$v = \frac{\mathrm{KS}}{\mathrm{P}c\omega} \qquad (2)$$

A questa relazione siam potuti pervenire avendo ammesso che la massa gassosa non fosse sede di correnti convettive, e che quindi tutto il calore sia stato trasmesso dalla superficie del bulbo termometrico alla superficie del pallone per conduttività e per irradiazione. Ora per trovare la velocità di raffreddamento dovuta alla sola conduttività, basterà che dalla v togliamo la velocità di raffreddamento dovuta all' irradiazione; sarà quindi facile trovare il coefficiente di conduttività termica K.

Da ogni serie di osservazioni ho calcolato col metodo dei minimi quadrati il valore della v e di $\log t_0$, dati (nel caso di $t_1 = 0$) dalle formole:

$$(3)\qquad \begin{aligned} v &= \frac{n\,\Sigma\,\theta\log t - \Sigma\,\theta\,\Sigma\log t}{(\Sigma\,\theta)^2 - n\,\Sigma\,\theta^2} \\ \log t_0 &= \frac{-\,\Sigma\,\theta^2\,\Sigma\log t + \Sigma\,\theta\,\Sigma\,\theta\log t}{(\Sigma\,\theta)^2 - n\,\Sigma\,\theta^2}\,. \end{aligned}$$

I valori di v e di $\log t_0$, trovati con queste relazioni, li ho sostituiti nella (3); e quindi sostituendo i valori osservati di θ ho calcolati i valori di $\log t$, e sostituendo i valori osservati di $\log t$ ho calcolati i valori di θ.

I valori osservati e calcolati sia di θ che di t sono stati posti in colonne parallele e a lato si trova una colonna che dà le differenze di questi valori. L' ultima colonna di ogni tabella dà la velocità di raffreddamento di cinque in cinque gradi.

La temperatura media alla quale corrisponde la v, determinata nel modo ora detto, è stata calcolata secondo la formola del Winkelmann [1]):

$$t = \frac{t_0}{4} + \frac{t_1\,\theta_1 + t_2\,\theta_2 + \ldots + t_n\,\theta_n}{4\,(\theta_1 + \theta_2 + \ldots + \theta_n)}\,.$$

Questa formola dà, per le temperature medie, dei valori che si avvicinano molto alla temperatura più bassa dell' intervallo in cui si sperimentava. Che debba esser così ce ne possiamo persuadere facilmente portando la nostra attenzione sopra una delle esperienze, ad es. quella in cui la temperatura si abbassa da 48°,7 a 16°,4. Quando s' immerge il pallone nel ghiaccio fondente, al principio dell' esperienza lo strato di gas aderente alle pareti del pallone si trova alla temperatura di 0°; quello invece che aderisce alle pareti del bulbo termometrico si trova a 48°,7. In seguito la temperatura di questo strato va decrescendo fino a 16°,4 mentre l' altra si mantiene costantemente a 0°. Quindi se noi vogliamo la temperatura media, dovremo prendere la media aritmetica delle metà delle temperature scelte nell' intervallo (48°,7 — 16°,4). I valori che si trovano seguendo questo metodo e quelli che si ottengono applicando la formula del Winkelmann differiscono poco fra di loro.

La pressione poi veniva presa in corrispondenza di questa temperatura media.

Salto di temperatura.

Kundt e Warburg hanno dimostrato che fra la massa gassosa e il pallone, nei due strati limiti combaciantisi, la temperatura non è continua durante il passaggio del calore, ma

1) Wied. Annal. 11, pagg. 480, 481, 1880.

esiste ivi un salto di temperatura che potrebbe avere un' influenza notevole sui risultati. Pochi anni or sono però lo Smolukowski [1]) dopo accurate ricerche giunse alla conclusione che il coefficiente di conduttività termica si mantiene costante fino ad una rarefazione assai grande; a pressioni piccolissime si fa sentire l' influenza del salto di temperatura, che può salire a valori abbastanza grandi. Oltre i 5 mm. di pressione lo Smolukowski trovò che un tal salto era nullo o trascurabile. Nelle mie esperienze, non avendo mai avuto una pressione minore di 60 mm. il detto salto di temperatura non può essere entrato in giuoco.

Risultati delle esperienze [2]).

Pressione 580 mm.

t oss.	*t* calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	*v*	
48,7	47,2	−1,5	0	−2,4	−2,4		$\Sigma\,\theta = 229''$
43,4	42,7	−0,7	7,6	6,3	−1,3	0,00658	$\Sigma \log t = 10,39133$
37,7	38,0	+0,3	16,4	16,9	+0,5	678	Calcolando la *v* secondo la 1ª delle (3) si ha:
32,4	33,2	+0,8	26,4	28,3	+1,9	670	
26,8	27,8	+1,0	40,0	42,6	+2,6	648	
21,7	22,3	+0,6	56,6	58,5	+1,9	620	$v = 0,00576$
16,4	15,7	−0,7	82,8	79,7	−3,1	571	

Pressione 315 mm.

t oss.	*t* calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	*v*	
48,7	47,3	−1,4	0	−2,8	−2,8		$\Sigma\,\theta = 285''$
43,4	42,6	−0,8	9,6	8,0	−1,6	0,00521	$\Sigma \log t = 10,39133$
37,7	38,1	+0,4	20,1	21,0	+0,9	553	
32,4	33,2	+0,8	28,8	35,1	+2,3	540	Calcolando la *v* si ha:
26,8	27,8	+1,0	49,2	52,7	+3,5	527	
21,7	21,8	+0,1	72,0	72,4	+0,4	488	$v = 0,00467$
16,4	15,9	−0,5	101,3	98,4	−2,9	467	

1) Wied. Annal. 64, pag. 101 e seg. 1898.

2) Qui ho riportati solo i risultati ottenuti sperimentando col pallone grande; gli altri, relativi al pallone piccolo, sono stati omessi per amore di brevità e perchè abbastanza concordanti coi primi.

t oss.	*t* calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	*v*	
			Pressione 190 mm.				
48,7	47,7	−1,0	0	−2,2	−2,2		$\Sigma\,\theta = 324'',3$
43,4	43,1	−0,3	10,4	9,8	−0,6	0,00481	$\Sigma \log t = 10,39133$
37,7	38,1	+0,4	23,2	24,3	+1,1	479	
32,4	32,6	+0,2	39,4	40,0	+0,6	449	Calcolando la *v*
26,8	27,3	+0,5	58,0	59,8	+1,8	447	si ha:
21,7	22,1	+0,4	79,6	81,7	+2,1	441	$v = 0,00418$
16,4	16,0	−0,4	113,7	110,8	−2,9	416	
			Pressione 60 mm.				
48,7	48,2	−0,5	0	−1,4	−1,4		$\Sigma\,\theta = 408'',5$
43,4	42,8	−0,6	15,0	13,3	−1,7	0,00334	$\Sigma \log t = 10,39133$
37,7	37,9	+0,2	30,7	31,3	+0,6	362	
32,4	32,7	+0,3	49,4	50,6	+1,2	358	Calcolando la *v*
26,8	27,1	+0,3	73,3	74,8	+1,5	354	si ha:
21,7	21,8	+0,1	101,4	101,8	+0,4	346	$v = 0,00340$
16,4	16,3	−0,1	138,7	137,6	−1,1	341	
			Pressione 580 mm.				
75,7	75,9	+0,2	0	+0,1	+0,1		$\Sigma\,\theta = 73'',6$
70,5	70,5	0	4,4	4,4	0	0,00702	$\Sigma \log t = 10,74063$
65,2	65,0	−0,2	9,2	9,0	−0,2	716	Calcolando la *v*
59,7	59,6	−0,1	14,3	14,2	−0,1	720	si ha:
54,4	54,4	0	19,7	19,6	−0,1	728	$v = 0,00737$
48,7	48,8	+0,1	26,0	26,1	+0,1	737	
			Pressione 315 mm.				
75,7	76,4	+0,7	0	+0,6	+0,6		$\Sigma\,\theta = 80'',4$
70,5	70,3	−0,2	5,2	5,0	−0,2	0,00534	$\Sigma \log t = 10,74063$
65,2	64,7	−0,5	10,4	9,9	−0,5	623	Calcolando la *v*
59,7	59,6	−0,1	15,6	15,5	−0,1	660	si ha:
54,4	54,3	−0,1	21,4	21,3	−0,1	670	$v = 0,00693$
48,7	49,0	+0,3	27,8	28,2	+0,4	689	
			Pressione 210 mm.				
75,7	76,3	+0,6	0	+0,6	+0,6		$\Sigma\,\theta = 90'',8$
70,5	70,4	−0,1	5,8	5,7	−0,1	0,00533	$\Sigma \log t = 10,74063$
65,2	64,7	−0,5	11,8	11,2	−0,6	550	Calcolando la *v*
59,7	59,4	−0,3	17,8	17,4	−0,4	579	si ha:
54,4	54,5	+0,1	23,8	24,0	+0,2	603	$v = 0,00613$
48,7	48,9	+0,2	31,6	31,8	+0,2	606	

t oss.	t calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	v	
				Pressione 60 mm.			
75,7	76,5	+0,8	0	+1,1	+1,1		$\Sigma\, \theta = 135^\circ$
70,5	70,2	—0,2	8,8	8,5	—0,3	0,00351	$\Sigma \log t = 10{,}74063$
65,2	64,7	—0,5	17,2	16,7	—0,9	368	Calcolando la v
59,7	59,4	—0,3	26,4	25,9	—0,5	390	si ha:
54,4	54,2	—0,2	36,0	35,6	—0,4	399	$v = 0{,}00416$
48,7	49,2	+0,5	46,2	47,1	+0,9	415	
				Pressione 580 mm.			
95,5	95,0	—0,5	0	—0,6	—0,6		$\Sigma\, \theta = 190^\circ{,}2$
89,9	89,6	—0,3	6,7	6,3	—0,4	0,00851	$\Sigma \log (t-\tau) = 10{,}01340$
84,7	84,5	—0,2	14,0	13,6	—0,4	838	
79,0	78,9	—0,1	23,2	23,0	—0,2	843	Calcolando la v
73,6	73,5	—0,1	34,2	33,8	—0,4	834	si ha:
68,4	68,3	—0,1	47,0	46,8	—0,2	838	
63,0	63,0	0	65,1	65,0	—0,1	836	$v = 0{,}00830$
				Pressione 315 mm.			
95,5	95,4	—0,1	0	—0,1	—0,1		$\Sigma\, \theta = 197^\circ{,}8$
89,9	89,9	0	7,0	7,0	0	0,00805	$\Sigma \log (t-\tau) = 10{,}01340$
84,7	84,7	0	14,5	14,6	+0,1	812	
79,0	79,1	—0,1	24,2	24,3	+0,1	808	Calcolando la v
73,6	73,6	0	35,4	35,5	+0,1	803	si ha:
68,4	68,4	0	48,9	49,0	+0,1	804	
63,0	63,0	0	67,7	67,8	+0,1	804	$v = 0{,}00801$
				Pressione 60 mm.			
95,5	95,3	—0,2	0	—0,4	—0,4		$\Sigma\, \theta = 298^\circ$
89,9	90,0	+0,1	10,2	10,4	+0,2	0,00559	$\Sigma \log (t-\tau) = 10{,}01340$
84,7	84,7	0	22,0	21,9	—0,1	535	
79,0	79,3	+0,3	36,0	36,1	+0,1	543	Calcolando la v
73,6	73,6	0	53,6	53,6	0	532	si ha:
68,4	68,5	+0,1	73,8	74,1	+0,3	534	
63,0	63,1	+0,1	102,4	102,7	+0,3	531	$v = 0{,}00528$
				Pressione 580 mm.			
122,8	122,4	—0,4	0	—0,3	—0,3		$\Sigma\, \theta = 34^\circ{,}2$
117,1	117,5	+0,4	5,0	5,4	+0,4	0,00708	$\Sigma \log (t-\tau) = 7{,}23118$
111,7	111,9	+0,2	11,2	11,4	+0,2	641	Calcolando la v si ha:
106,5	106,2	—0,3	18,0	17,7	—0,4	611	$v = 0{,}00611$

t oss.	t calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	v	
Pressione 315 mm.							
122,8	122,8	0	0	0	0		$\Sigma\,\theta = 45'',2$
117,1	117,1	0	7,2	7,3	+0,1	0,00492	$\Sigma \log(t-\tau) = 7{,}23118$
111,7	111,6	−0,1	15,0	14,9	−0,1	479	Calcolando la v si ha:
106,5	106,4	−0,1	23,0	22,9	−0,1	479	$v = 0{,}00480$
Pressione 60 mm.							
122,8	122,7	−0,1	0	−0,1	−0,1		$\Sigma\,\theta = 56'',2$
117,1	117,4	+0,3	8,8	9,2	+0,4	0,00402	$\Sigma \log(t-\tau) = 7{,}23118$
111,7	111,9	+0,2	18,4	18,8	+0,4	390	Calcolando la v si ha:
106,5	106,4	−0,1	29,0	28,9	−0,1	380	$v = 0{,}00380$
Pressione 580 mm.							
149,8	150,1	+0,3	0	+0,8	+0,8		$\Sigma\,\theta = 448'',6$
144,4	144,4	0	16,6	16,7	+0,1	0,00300	$\Sigma \log(t-\tau) = 10{,}50867$
139,1	139,0	−0,1	34,8	34,3	−0,5	302	
133,7	133,6	−0,1	55,2	54,8	−0,4	307	Calcolando la v
128,4	128,3	−0,1	79,2	78,5	−0,7	308	si ha:
122,8	122,6	−0,2	110,0	109,0	−1,0	306	$v = 0{,}00314$
117,1	117,2	+0,1	147,8	148,7	−0,9	314	
Pressione 315 mm.							
149,8	149,9	+0,1	0	+0,4	+0,4		$\Sigma\,\theta = 574'',5$
144,4	144,6	+0,2	20,5	21,2	+0,7	0,00243	$\Sigma \log(t-\tau) = 10{,}51887$
139,1	139,1	0	44,3	44,3	0	237	
133,7	133,6	−0,1	71,7	71,2	−0,6	236	Calcolando la v
128,4	128,3	−0,1	102,8	102,2	−0,6	237	si ha:
122,8	122,7	−0,1	142,8	142,0	−0,8	237	$v = 0{,}00239$
117,1	117,2	+0,1	192,4	193,9	+1,5	240	
Pressione 60 mm.							
149,8	149,9	+0,1	0	+0,3	+0,3		$\Sigma\,\theta = 720'',3$
144,4	144,5	+0,1	26,0	26,5	+0,5	0,00190	$\Sigma \log(t-\tau) = 10{,}53916$
139,1	139,1	0	55,2	55,5	+0,3	189	
133,7	133,7	0	89,2	89,4	+0,2	188	Calcolando la v
128,4	128,3	−0,1	128,8	128,0	−0,8	188	si ha:
122,8	122,6	−0,2	180,1	178,2	−1,9	187	$v = 0{,}00189$
117,1	117,3	+0,2	241,0	243,3	+2,3	190	

t oss.	*t* calc.	Diff.	θ oss	θ calc.	Diff	*v*	
			Pressione 580 mm.				
168,2	168,4	+0,2	0	+0,4	+0,4		$\Sigma\,\theta = 80'',6$
162,7	163,0	+0,3	12,4	13,0	+0,6	0,00294	$\Sigma \log(t-\tau) = 7,10672$
157,5	157,3	—0,2	26,6	26,0	—0,4	279	Calcolando la *v* si ha:
152,0	151,8	—0,2	41,6	41,1	—0,5	288	$v = 0,00290$
			Pressione 315 mm.				
168,2	168,2	0	0	0	0		$\Sigma\,\theta = 92'',1$
162,7	162,7	0	14,7	14,7	0	0,00248	$\Sigma \log(t-\tau) = 7,10672$
157,5	157,5	0	30,0	29,9	—0,1	247	Calcolando la *v* si ha:
152,0	152,0	0	47,4	47,5	+0,1	248	$v = 0,00248$
168,2	168,1	—0,1	0	—0,3	—0,3		$\Sigma\,\theta = 110,2$
162,7	162,9	+0,2	17,0	17,6	+0,6	0,00215	$\Sigma \log(t-\tau) = 7,10672$
157,5	157,6	+0,1	35,6	36,0	+0,4	208	Calcolando la *v* si ha:
152,0	152,0	0	57,6	57,4	—0,2	204	$v = 0,00204$

Irradiazione.

Per determinare la velocità di raffreddamento dovuta all'irradiazione, mediante la macchina pneumatica Geryk, capace di darci il vuoto Crookes, facevo il vuoto nel pallone, agendo alla macchina per circa $^1/_4$ d'ora e in pari tempo scaldando assai fortemente il pallone, affinchè il vapore acqueo aderente alle pareti venisse totalmente eliminato. Poi eseguivo l'esperienza negli stessi intervalli di temperatura nel modo che già conosciamo. Un fatto rimarchevole ho qui notato, ed è che le dimensioni del pallone non hanno alcuna influenza sull'irradiazione. Infatti il tempo di raffreddamento che ho trovato per i due palloni è all'incirca uguale negli stessi intervalli di temperatura. Le piccole differenze rientrano nel campo degli errori di osservazione.

Esperienze nel vuoto.

t oss.	*t* calc.	Diff.	θ oss.	θ calc.	Diff.	
48,7	48,4	—0,3	0	—3,0	—3,0	
43,4	43,2	—0,2	55,4	53,0	—2,4	Σ θ = 1569",4
37,7	37,9	+0,2	118,4	121,4	+3,0	v_1 = 0,000893
32,4	32,5	+0,1	194,0	195,1	+1,1	Tempo impiegato dal termom.
26,8	27,1	+0,3	282,6	187,4	+4,8	per abbassarsi da 48°,7 a 16°,4:
21,7	21,7	0	389,0	390,0	+1,0	530"
16,4	16,3	—0,1	530,0	526,3	—3,7	(533" pallone piccolo)
75,7	75,8	+0,1	0	+0,7	+0,7	Σ θ = 574",2
70,5	70,5	0	34,0	34,0	0	v_1 = 0,000937
65,2	65,1	—0,1	70,6	70,6	0	Tempo impiegato dal termom.
59,7	59,7	0	110,6	110,6	0	per abbassarsi da 75°,7 a 48°,7:
54,4	54,4	0	154,4	154,4	0	204",6
48,7	48,8	+0,1	204,6	204,6	0	(205",2 pallone piccolo)
95,5	95,5	0	0	—0,4	—0,4	
89,9	90,2	+0,3	47,0	49,7	+2,7	Σ θ = 1390",7
84,7	85,0	+0,3	100,7	103,0	+2,3	v_1 = 0,00114
79,0	79,1	+0,1	170,0	171,0	+1,0	Tempo impiegato dal termom.
73,6	73,6	0	250,0	249,7	—0,3	per abbassarsi da 95°,5 a 63°:
68,4	68,2	—0,2	348,0	345,0	—3,0	475"
63,0	63,1	+0,1	475,0	477,0	+2,0	(469" pallone piccolo)
						Σ θ = 173",6
122,8	122,7	—0,1	0	—0,5	—0,5	v_1 = 0,00124
117,1	117,2	+0,1	27,6	28,1	+0,5	Tempo impiegato dal termom.
111,7	111,8	+0,1	57,2	57,5	+0,3	per abbassarsi da 122°,8 a 106°,5:
106,5	106,4	—0,1	88,8	88,3	—0,5	88",8
						(87",8 pallone piccolo)
149,8	150,0	+0,2	0	+0,9	+0,9	
144,4	144,5	+0,1	28,2	28,9	+0,7	Σ θ = 778",8
139,1	139,1	0	60,2	59,9	—0,3	v_1 = 0,00178
133,7	133,6	—0,1	96,8	96,1	—0,7	Tempo impiegato dal termom.
128,4	128,3	—0,1	139,2	137,9	—1,3	per abbassarsi da 149°,8 a 117°,1:
122,8	122,5	—0,3	194,8	191,5	—3,3	259",6
117,1	117,2	+0,1	259,6	261,7	+2,1	(256",2 pallone piccolo)

t oss.	t calc	Diff.	θ oss	θ calc.	Diff.	
						$\Sigma\,\theta = 128'',5$
168,2	168,1	—0,1	0	—0,3	—0,3	$v_1 = 0,00177$
162,7	162,8	+0,1	20,0	20,3	+0,3	Tempo impiegato dal termom.
157,5	157,3	—0,2	42,5	41,6	—0,9	per abbassarsi da 168°,2 a 152°:
152,0	152,1	+0,1	66,0	66,2	+0,2	66''
						(65'',8 pallone piccolo)

Determinazione del coefficiente di conduttività termica K.

Riprendiamo la formola (2) e mettiamola sotto la forma

$$K = \frac{v\,P\,c\,\omega}{S}. \tag{2'}$$

Essendo $\frac{v_1}{\log e}$ la velocità di raffreddamento dovuta all' irradiazione, l'espressione $\frac{v - v_1}{\log e}$ ci rappresenta la velocità di raffreddamento dovuta alla sola conduttività termica.

Per il prodotto $P\,c$ che indico per semplicità con C, abbiamo i seguenti valori

$$C_{32^\circ} = 0,708 \qquad C_{62^\circ} = 0,729 \qquad C_{79^\circ} = 0,743$$
$$C_{115^\circ} = 0,776 \qquad C_{133^\circ} = 0,795 \qquad C_{160^\circ} = 0,826$$

Lo spessore ω dello strato di gas è dato da

$r_1 - r = 2,2316$ cm. per il pallone grande
$r_2 - r = 1,5619$ cm. per il pallone piccolo

Per la superficie S di questo strato ho preso [1]) quella che ha per raggio la media geometrica dei due raggi, cioè $\sqrt{r_1 r}$ ovvero $\sqrt{r_2 r}$ secondo che si considera l' uno o l'altro pallone.

Allora la (2') diverrà

$$K = \frac{C\,(r_1 - r)\,(v - v_1)}{4\,\pi\,r_1\,r}\,\frac{1}{\log e}.$$

Con questa formula ho calcolato i seguenti valori di K:

1) Wied. Annal. 14, pag. 245, 1881.

t_m	Pallone grande			Pallone piccolo		
	580 mm.	315 mm.	60 mm.	580 mm.	315 mm.	60 mm.
18°	0,000671	0,000518	0,000344	0,000598	0,000535	0,000483
33°	908	846	455	838	788	527
65°	0,001031	989	596	960	931	585
84°	0,000732	535	385	605	442	304
120°	209	094	017	133	050	010
131°	181	114	043	147	069	044

Inoltre ho trovato:

per il pallone grande K = { 0,000451 a 18° e 190 mm. ; 0,000734 a 33° e 210 mm. }

per il pallone piccolo K = { 0,000514 a 18° e 190 mm. ; 0,000697 a 33° e 210 mm. }

Esame dei risultati ottenuti.

Si sa che il grado di dissociazione dell' ipoazotide dipende dalla temperatura e dalla pressione; vediamo ora come varia il coefficiente di conduttività termica col variare di una di quelle grandezze. Se si osserva (fig. 2) la curva relativa alla

Coefficiente di conduttività termica.
Variazione colla temperatura.

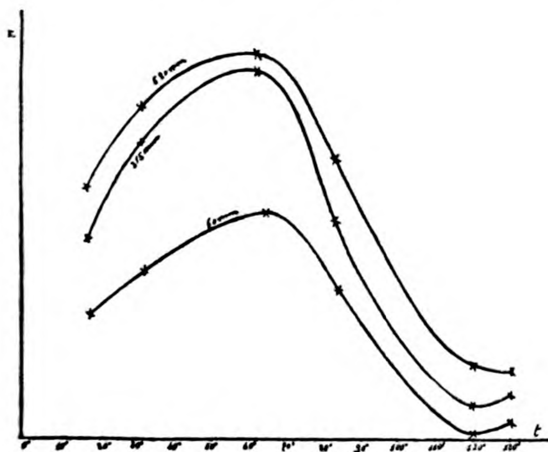


Fig. 2.

pressione di 580 mm. si vede che essa dalla temperatura di 18° salisce piuttosto rapidamente fin verso i 65° dove tocca il valore massimo; poi discende pur rapidamente fino a 120°, da dove la diminuzione diviene assai lenta. Le altre due curve hanno presso a poco un andamento uguale alla precedente; unica differenza sta in questo, che cioè dopo i 120° esse risalgono dolcemente con tendenza a riunirsi alla precedente. E ciò si può spiegare considerando che a temperature poco superiori a 130° essendo l' ipoazotide quasi completamente dissociata, il valore del coefficiente di conduttività termica tende ad essere uguale per tutte e tre le pressioni scelte.

Il Magnanini e lo Zunino han trovato da 30° a 60°, come già dicemmo, una conduttività decrescente; e la discordanza in tale intervallo coi risultati da me ottenuti è dovuta probabilmente, in tutto od in parte, all' influenza, variabile colla temperatura, esercitata nelle loro esperienze dall'irradiazione e dalla convezione.

Le altre curve (fig. 3), che mostrano l' andamento della

Coefficiente di conduttività termica.
Variazione colla pressione.

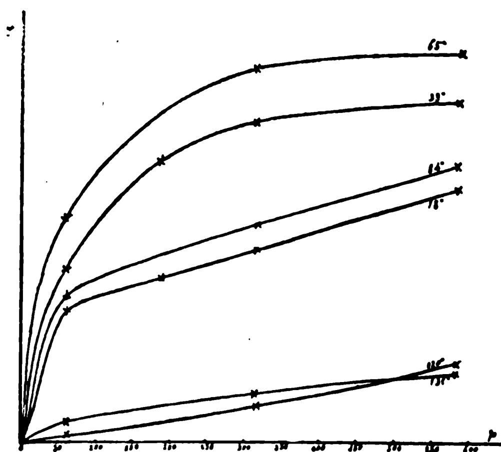


Fig. 3.

conduttività col variare della pressione, ci dicono che il coefficiente di conduttività termica aumenta coll' aumentare della pressione.

Se ora paragoniamo la conduttività termica dell' ipoazotide con quella dell' idrogeno, che fra i gas non dissociabili ha la maggiore conduttività, cioè, secondo il Graetz:

$$K_0 = 0{,}000316$$
$$K_{100} = 0{,}000369$$

troviamo che la prima fino a 90° circa e per pressioni non minori a 60 mm. è maggiore della conduttività termica dell' idrogeno, e quindi di qualunque altro gas non dissociabile studiato.

Relazione fra il coefficiente di conduttività termica e il coefficiente di dissociazione.

È interessante vedere se esiste una relazione fra il coefficiente di conduttività termica e il coefficiente di dissociazione. A tal uopo riporto qui una tabella di valori, che, secondo il Naumann [1]), ci mostrano il grado di dissociazione dell' ipoazotide alle diverse temperature, ed anche l' aumento medio per ogni 10 gradi successivi.

Temperatura	Percentuale nella dissociazione	Aumento medio della dissociazione per ogni 10° successivi
26,7	19,96	6,5
35,4	25,65	8,1
39,8	29,23	11,0
49,6	40,04	12,1
60,2	52,87	13,0
70,0	65,57	10,4
80,6	76,61	8,8
90,0	84,83	4,4
100,1	89,23	3,1
111,3	92,67	3,5
121,5	96,23	1,8
135,0	98,69	0
154,0	100,0	

1) Annal. Chem. und Pharm. 1868. Supplement Band. 6, 203.

Coi valori dell'ultima colonna ho costruito una curva (fig. 4) che si può chiamare curva del coefficiente di dissociazione del-

Curva del coefficiente di dissociazione.

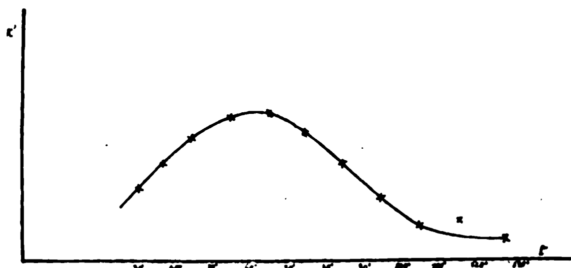


Fig. 4.

l' ipoazotide. Il suo andamento, come si scorge subito, è presso a poco uguale a quello delle curve che mostrano la variazione del coefficiente di conduttività termica col variare della temperatura. Si vede infatti che la curva in principio salisce fin verso i 65°, dove raggiunge il massimo, quindi discende fino a 110° piuttosto rapidamente; da questo punto la diminuzione si fa assai lenta. Dunque il coefficiente di dissociazione corre quasi parallelamente al coefficiente di conduttività termica. Di più se ci facciamo a paragonare fra loro i valori di questi coefficienti vediamo che sussiste, con una certa approssimazione, la seguente relazione: Il coefficiente di conduttività termica dell' ipoazotide è proporzionale al relativo coefficiente di dissociazione.

Ciò, s' intende, vale solo per l' intervallo di temperatura in cui ha luogo la dissociazione.

Conclusione.

Da quanto abbiamo fin qui esposto possiamo concludere che:

1° La conduttività termica dell' ipoazotide, a causa del diverso grado di dissociazione alle diverse temperature, ha un comportamento anormale rispetto a quella dei gas non dissociabili.

2° Detta conduttività dipende dalla pressione e precisamente è maggiore per maggiore pressione.

3° Essa dipende anche e specialmente dalla temperatura, come avviene del grado di dissociazione.

4° La stessa fino a 90° e per pressioni non minori di 60 mm. è maggiore di quella di qualunque gas non dissociabile studiato.

5° Il coefficiente di conduttività termica dell' ipoazotide è approssimativamente proporzionale al coefficiente di dissociazione.

Lavoro eseguito nell' Istituto fisico
della R. Università di Roma.

SU DI UNA PROPRIETÀ CAUSTICA DELLE FIAMME MANOMETRICHE.

Nota di QUIRINO MAJORANA.

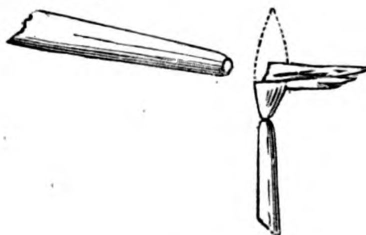
A completare alcune ricerche che attualmente mi occupano, sarebbe stato per me interessante poter ottenere variazioni nell' intensità di un getto gassoso, in corrispondenza delle vibrazioni provenienti da una sorgente sonora qualsiasi; variazioni che avrebbero permesso al getto di ripetere, magari con rinforzo di intensità, il suono originario. Passai in rivista diversi metodi e fra l' altro mi venne l' idea di utilizzare le proprietà caratteristiche delle fiamme manometriche

Una fiamma manometrica nelle condizioni ordinarie, pur vibrando luminosamente, non rende il suono che origina le variazioni della sua intensità luminosa, ed essa certamente equivale ad una notevole sorgente di energia calorifica che, essendo periodica come il suono originario, potrebbe, se convenientemente utilizzata, provocare nuove vibrazioni nell'aria ambiente e restituire il suono stesso.

Pensando un momento al meccanismo con cui avviene la formazione di un suono per parte di una fiamma posta nell' interno di un tubo sonoro *(fiamma cantante)*, si deve riconoscere che anzitutto il suono stesso è definito dal periodo vi-

bratorio delle masse d'aria vicine (dipendentemente dalla lunghezza del tubo circostante) e poi probabilmente dalla debole corrente d' aria ascendente che lambisce la fiamma. Se tali sono i soli fattori che definiscono quel fenomeno, è ora da prevedersi che probabilmente una corrente gassosa agente su di una fiamma pulsante già per conto suo *(fiamma manometrica)*, possa provocare la riproduzione dei suoni che costringono la fiamma a vibrare.

E l' esperienza, semplicissima del resto, conferma questa previsione. Basta soffiare assai leggermente colla bocca su di



una fiamma manometrica vibrante per ottenere la esatta riproduzione del suono originario. E volendo disporre l'esperienza in una forma più stabile, si può adoperare un beccuccio di vetro congiunto ad una soffieria ad acqua. Le dimensioni, le distanze e le posizioni relative della fiamma e del getto più favorevoli sono indicate al vero nella figura. Occorre regolare l' intensità del leggerissimo soffio d' aria, in guisa che la fiamma si deformi il più che sia possibile e resti in parte trascinata, senza produrre sibilo o rumore alcuno. Il suono di una canna d' organo o di un corista, originato in altra stanza ed agente su di una capsula manometrica connessa con la fiamma a gas è assai fedelmente riprodotto, non appena la corrente d' aria investe la fiamma. E più questa è piccola, più nitida e fedele, benchè più debole, è la riproduzione; tanto che in certi casi può aversi l' esatta ripetizione, per parte della fiamma, della parola articolata, venendosi così ad ottenere una vera e propria *fiamma parlante*. In ogni caso i suoni emessi dalla fiamma sono paragonabili, per intensità e per timbro, a quelli degli archi voltaici cantanti e parlanti.

La solita capsula manometrica può essere sostituita da altra connessa con un ricevitore telefonico ordinario. In tal caso, col sussidio di un microfono e di una pila, si lavora più comodamente, potendo interporre fra la sorgente sonora e la fiamma ripetitrice quella distanza che più piace.

Ho voluto accennare a queste esperienze, benchè mi sia rimasto il dubbio che altri prima di me abbia osservato il fatto semplicissimo su cui esse sono fondate; ma per quanto abbia sfogliato la vecchia letteratura sull' argomento, non mi è riuscito di sciogliere un tal dubbio.

E termino notando che può forse stabilirsi un curioso parallelismo tra questi fenomeni e quelli dell' arco parlante e cantante. L'arco fornito del circuito Duddel, può essere posto in raffronto con la fiamma cantante; il periodo vibratorio elettrico del circuito, corrispondente al periodo vibratorio acustico della canna. L'arco parlante trova riscontro nelle fiamme manometriche soffiate.

RICERCHE CRIOSCOPICHE SOPRA SOLUZIONI DI GAS IN LIQUIDI.

Nota preliminare di F. GARELLI *e* P. FALCIOLA.

Nella letteratura scientifica non ci avvenne quasi mai di trovar luogo in cui si studiasse l' equilibrio di soluzioni di gas in liquidi col sussidio della criosopia; eppure, data la semplicità delle operazioni crioscopiche e la notevole esattezza che talora ci permettono di conseguire, esse ci parvero particolarmente indicate per lo studio di interessanti problemi.

Ben è vero che, in una fra le prime leggi della crioscopia enunciate da Raoult [1]) è detto: « *Tout corps solide, liquide ou gazeux, en se dissolvant dans un composé défini liquide capable de se solidifier, en abaisse le point de congelation* »: ma, ove si prescinda dalle soluzioni acquose di acido cloridrico, di ammoniaca, di acido solforoso, ecc., gas tutti che si sciolgono nell' acqua non seguendo completamente

1) A. de Chim. e phys., 6. serie, tomo 2°, 1884.

la legge di Henry, non ci vien fatto di trovare nelle esperienze di Raoult, che una sola determinazione circa uno dei gas da noi esaminati, l'acido solfidrico, determinazione eseguita nella soluzione acquosa. Scopi di altra natura ebbe lo studio particolareggiato del Bakhuis-Roozeboom [1]) sull' equilibrio del sistema anidride solforosa ed acqua, dal quale risulta la separazione di un idrato ben definito.

Premettiamo alcune considerazioni generali. Quando si sciolga in un liquido atto a congelare un gas qualsiasi, per la legge nota del congelamento, il punto di solidificazione del primo deve venir abbassato. Non è facile però stabilire l' abbassamento massimo del punto di congelamento, quello cioè che corrisponde alla soluzione satura di gas a temperatura prossima a quella di solidificazione del solvente: in teoria anzi questo abbassamento massimo non si dovrebbe ottenere che in certi casi.

Di fatti, noi siamo in presenza di un sistema di due componenti indipendenti (solvente e corpo sciolto), con tre fasi (ghiaccio, soluzione e miscela gassosa); ciò significa che questo è un caso di equilibrio monovariante. Per avere un punto multiplo, cioè un massimo di abbassamento, sarebbe necessaria una quarta fase che potrebbe esser data dalla separazione del corpo sciolto (gas), allo stato liquido o solido, o dalla separazione di un composto del gas con il solvente (caso dell' SO^2 con 7 H_2O ed altri ancora). Ma nel caso in cui il gas si trovi ancora a temperatura molto superiore al suo punto di liquefazione o congelamento, e se esso non si combina col solvente per formare un idrato solido, manca la fase che è necessaria per raggiungere il punto multiplo. Perciò si comprende che, continuando a raffreddare il solvente oltre il suo punto di congelazione e continuando a saturarlo con gas, questo seguiterebbe a sciogliersi e ad abbassare il punto di congelamento del liquido, finchè si raggiunga quella temperatura sufficientemente bassa alla quale anche il corpo sciolto si separa allo stato solido.

La realizzazione di quanto fa prevedere la teoria richiede però certe speciali condizioni e certi mezzi che non erano in

1) Zeit. für phys. Chem. 2°, pag. 450.

nostro potere. Noi invece ci siamo limitati a mantenere il solvente liquido ad una temperatura costante prossima a quella di congelamento del solvente e, saturando allora il liquido con il gas, abbiamo determinato l'abbassamento del punto di congelazione prodotto dal corpo gassoso discioltosi nel liquido. Poscia, operando con soluzioni più povere di gas, abbiamo cercato di studiare l'andamento del fonomeno a diverse concentrazioni.

Le nostre esperienze furono incominciate con il gas solfidrico e con l'anidride carbonica, procedendo nel modo che ora descriviamo.

Soluzioni di idrogeno solforato nell' acqua. — Il gas, preparato con acido cloridrico e stibina, purificato con ripetuti lavaggi, veniva fatto passare a traverso 20 cm^3 di acqua distillata e bollita, contenuta in provetta crioscopica del Beckmann, raffreddata con miscela frigorifica di ghiaccio e sale. Naturalmente, si era dapprima precisato il punto di congelazione dell' acqua sul termometro di Beckmann a centesimi di grado. Facendo passare il gas solfidrico, si verificava tosto un' abbassamento del punto di congelazione dell' acqua: fatta la lettura e rifuso il ghiaccio, si ripeteva la determinazione ancora in corrente di idrogeno solforato. Generalmente si otteneva in questa seconda prova un punto di congelamento alquanto inferiore al primo, giacchè occorre un certo tempo prima che avvenga la saturazione. Ma, dopo alcune altre letture, sempre operando col metodo descritto, si otteneva un punto di congelamento costante nei limiti di uno a due centesimi di grado; s' aveva così raggiunto l' abbassamento prodotto dalla massima quantità di gas che potesse sciogliersi nel liquido in quelle condizioni, cioè a temperatura prossima a quella di congelamento del solvente.

Per stabilire quindi la concentrazione della soluzione, facevamo seguire rapidamente alla lettura del termometro, l'analisi, operando così: Dalla provetta crioscopica, mantenuta sempre al bagno frigorifico, si estraevano il termometro, l'agitatore e il tubo adduttore del gas, sollevando il tappo che li portava e si lavavano con spruzzetta a sottile getto: contemporaneamente si aspirava o soffiava, con precauzione, per rin-

novare l' aria della provetta crioscopica, sovrastante al liquido e quindi pregna di gas solfidrico. Ciò fatto, nella stessa provetta crioscopica mettevamo un eccesso di soluzione di iodo opportunamente titolata e determinavamo l' eccesso della medesima coll' iposolfito sodico, in soluzione pure all' uopo titolata. Era nota così la concentrazione e si poteva quindi determinare l'abbassamento molecolare costante prodotto dal gas nel liquido e, servendoci della costante teorica, il peso molecolare del gas in soluzione.

Queste determinazioni offrono certo difficoltà e cause d'errore, sopratutto perchè è facile perdere un po' del gas che è in soluzione durante il rinnovamento dell' aria nella provetta. Tuttavia, furono ripetute molte volte, specie nella soluzione satura, e si ebbero un certo numero di valori abbastanza concordanti. Operammo poscia sopra soluzioni più diluite; in queste il pericolo di perdere del gas dalla soluzione è minore, ma d' altra parte, man mano che l' abbassamento della temperatura di congelazione osservato è più piccolo, gli errori d' osservazione e d' analisi influiscono più sensibilmente sovra il risultato finale. Ecco ad ogni modo i numeri ottenuti :

Solvente : *Acqua* Gas sciolto : *Idrogeno solforato*, $H_2S=34$

	Abbassamento Δ	Concentrazione p. 100 gr. solvente	Coefficiente	Abbass. mol.	Peso mol. $K=18,6$
I	0,395	0,660	0,600	20,40	31,08
II	0,392	0,640	0,612	20,80	30,30
III	0,370	0,580	0,638	21,69	29,12
IV	0,360	0,551	0,654	22,20	28,40
V	0,340	0,530	0,641	21,79	29,00
VI	0,300	0,450	0,666	22,64	27,90
VII	0,260	0,355	0,732	24,88	25,40
VIII	0,230	0,325	0,707	24,03	26,26
IX	0,220	0,292	0,753	25,60	24,68
X	0,190	0,261	0,727	24,71	25,50

Come si vede, la soluzione acquosa di gas solfidrico, satura alla temperatura di congelamento dell' aqua, produce un abbassamento molecolare molto vicino al teorico, corrispon-

dente alla formola H_2S. In tale soluzione quindi l'acido solfidrico è assai poco dissociato. Il nostro risultato s'avvicina molto a quello ottenuto da Raoult [1]: o, per esser precisi, lo supera di poco. Di fatto nella già citata Memoria noi troviamo pel gas solfidrico in soluzione acquosa:

Coefficiente d'abbassamento	Abbassamento molecolare
0,560	19,2

Però non è detto a quali concentrazioni abbia operato Raoult. Ad ogni modo, le esperienze crioscopiche nostre come quelle di Raoult, portano a questa conclusione: *che il gas solfidrico in soluzione acquosa satura alla temperatura prossima a* 0° *è assai poco dissociato;* ed essa è in accordo con le misure di conducibilità elettriche fatte da Ostwald [2]) su tale soluzione e ricordate nella ormai classica Memoria di Arrhenius [3]) che ha fondato la teoria della dissociazione.

Per le soluzioni acquose sature di gas solfidrico, il valore di i dedotto dalla esperienza di Raoult, sarebbe

$$i = \frac{19,2}{18,6} = 1,03, \quad \text{e dalle nostre} \quad i = \frac{20,4}{18,6} = 1,09.$$

Ora, quando si rifletta che per l'acido cianidrido $i = 1,1$ e che il gas solfidrico ha una conducibilità elettrica circa doppia, ci sembra più attendibile il nostro numero.

Ciò che si rileva dalle nostre determinazioni è un accrescimento abbastanza rapido della dissociazione con la diluizione crescente: ciò ci risultò anzi evidentissimo con le poche esperienze fatte a concentrazione del 0,10—0,15 pe cento. Ma non abbiamo voluto riportarle nel quadro, nè attribuir loro molta fiducia, nella considerazione che a tali concentrazioni l'abbassamento termometrico è così piccolo da indurre facilmente in errore.

Soluzioni di acido carbonico in acqua. — In modo del tutto analogo procedemmo per lo studio delle soluzioni acquose

1) Ann. de Chim. et de Phys., 6. serie, Tomo 2°, 1884.
2) Journal f. praktische Chemie, vol. 32, pag. 300, 1885.
3) Zeitschrift f. phys. Chemie, vol. 1°.

di anidride carbonica, la quale venne dosata con acqua di barite titolata ed acido ossalico.

Solvente: *Acqua* Gas sciolto: *Anidride carbonica*, $CO_2=44$

	Abbass. term. Δ	Concentrazione p. 100 gr. solvente	Coefficiente	Abbass. mol.	Peso mol. $K=18,6$
I	0,165	0,350	0,471	20,72	39,45
II	0,160	0,337	0,474	20,85	39,17
III	0,160	0,327	0,489	21,51	38,02
IV	0,155	0,320	0,484	21,20	38,40
V	0,155	0,319	0,485	21,12	38,28
VI	0,150	0,310	0,483	21,25	38,40
VII	0,145	0,304	0,493	21,69	38,78
VIII	0,140	0,290	0,492	21,82	38,52
IX	0,120	0,250	0,480	21,12	38,75

Secondo questi risultati l'anidride carbonica in soluzione acquosa è, a concentrazioni variabili entro limiti molto ristretti e cioè dal 0,35 al 0,25 per cento, essa pure assai poco dissociata; nè si osserva, come pel gas solfidrico, un così sensibile aumento della costante col crescere della diluizione. In questo caso però, uno studio a diluizioni grandi è reso ancor più difficile che pel gas solfidrico, per i piccolissimi abbassamenti. Il valore di i, per la soluzione satura è di

$$i=\frac{20,72}{18,60}=1,11 .$$

Noi abbiamo considerato il gas come sciolto allo stato di CO^2: è assai probabile che, nell'acqua, esso divenga H_2CO_3. Ma se, a base del calcolo, prendiamo il peso molecolare di H_2CO_3, non si hanno quasi differenze sensibili e la ragione è evidente.

Soluzioni di anidride carbonica in benzolo. Per vedere come si comporta l'acido carbonico in solventi organici che non sono dotati di potere dissociante, abbiamo scelto il benzolo e proceduto in modo analogo. Cioè cominciammo a stabilire l'abbassamento che corrisponde alla soluzione benzolica di CO_2 satura in prossimità del punto di congelamento del solvente: poi eseguimmo altre determinazioni in soluzioni gradatamente più diluite. Gli abbassamenti termometrici sono molto

maggiori, sia perchè l' acido carbonico si scioglie di più in benzolo, sia sopratutto, perchè questo solvente possiede una costante più elevata, e pertanto si determinano più facilmente e con maggior esattezza. Invece la determinazione quantitativa dell' anidride carbonica sciolta, offre maggior difficoltà per la presenza del solvente organico: ma le superammo agitando fortemente, nella provetta crioscopica ben chiusa, la soluzione benzolica con eccesso di soluzione titolata di barite. Il metodo di analisi fu controllato da prove speciali e risultò sufficientemente approssimato.

Solvente: *Benzolo* Gas sciolto: *Acido carbonico,* $CO^2=44$

	Abbassamento Δ	Concentrazione C	Coefficiente Δ/C	Abbass. molec.	Peso mol. K=51
I	0,770	0,696	1,110	48,84	46,00
II	0,750	0,660	1,136	49,98	44,90
III	0,750	0,730	1,027	45,18	49,60
IV	0,730	0,560	1,300	57,20	39,10
V	0,720	0,550	1,30	57,20	39,10
VI	0,710	0,640	1,11	48,84	46,00
VII	0,450	0,450	1,00	44,00	51,00
VIII	0,195	0,168	1,16	51,04	43,93
IX	0,180	0,160	1,12	49,28	45,30

La media di tutte le determinazioni dà per la costante un valore di 50,17 e pel peso molecolare 44,98. I valori discordi ottenuti ora in un senso, ora nel senso opposto in qualche esperienza, sono da attribuirsi evidentemente alle difficoltà d' analisi; possiamo dunque asserire che il CO^2, in soluzione benzolica, non è dissociato, nè forma molecole complesse o dà altre anomalie, ciò che del resto si poteva prevedere.

La soluzione satura alla temperatura di congelamento (6° C. circa) ne contiene grammi 0,696 %. Cioè a tale temperatura 100 gr. di benzolo disciolgono circa 350 cm^3 di anidride carbonica.

Soluzioni di gas acetilene in benzolo. — Il gas acetilene si scioglie poco nell' acqua; inoltre, essendo piccola la costante crioscopica di questo solvente, si ottiene un abbassamento del punto di congelazione della soluzione acquosa satura di soli

8 centesimi di grado circa. Non si poteva quindi fare, in questo solvente, uno studio completo a diverse concentrazioni; all' uopo si presta bene invece il benzolo.

Per determinare la concentrazione della soluzione benzolica, dopo varie prove, abbiamo scelto il metodo seguente: nella provetta crioscopica, dopo letta la temperatura e scacciato il gas sovrastante al liquido, introducevamo soluzione concentrata di cloruro racemoso ammoniacale, chiudevamo ermeticamente con tappo la provetta e agitavamo fortemente. Raccoglievamo su filtro l' acetiluro di rame, che veniva rapidamente lavato e poi introdotto col filtro nel flaconcino d' un apparecchio Scheibler o Dietrich ed ivi decomposto con acido cloridrico. Il volume d' aria spostato, letto sulla campanella graduata, dopo le necessarie correzioni, forniva il volume d'acetilene messo in libertà. Il metodo dà risultati abbastanza prossimi al vero.

Solvente: *Benzolo* Gas sciolto: *Acetilene*, $C_2H_2 = 26$.

	Abbassamento Δ	Concentrazione p. 100 gr.	Coefficiente	Abbass. mol.	Peso mol. $K \doteq 51$
I	1,40	0,608	2,30	59,80	22,1
II	1,44	0,603	2,38	61,88	21,3
III	1,11	0,590	1,88	48,88	27,1
IV	0,99	0,370	2,60	67,60	19,0
V	0,86	0,390	2,20	57,20	23,1
VI	0,61	0,301	2,02	52,52	25,2
VII	0,72	0,403	1,78	46,28	28,5
VIII	0,305	0,165	1,85	48,10	27,5

Le oscillazioni intorno al valore teorico della costante sono qui anche più forti che nel caso precedente e la ragione fu già detta. Il valore medio della costante risulta 55,3 e quello del peso molecolare 24,2: ci sembra quindi di essere autorizzati a ritenere che l' acetilene si scioglie in benzolo con peso molecolare corrispondente alla formola C_2H_2.

Determinazione dell'assorbimento di gas in liquidi congelabili, per mezzo della crioscopia. — Abbiamo già trovato che 100 gr. di benzolo, alla temperatura di congelamento, disciolgono circa 350 cm^3 di anidride carbonica. Dagli abbas-

samenti termometrici cagionati dall' acetilene nell' acqua e nel benzolo, possiamo del pari stabilire la solubilità di questo gas in detti solventi. Generalizzando adunque, quando si sappia che il gas si discioglie in un liquido qualsiasi con peso molecolare teorico (ciò che avverrà nel maggior numero dei casi), dalla lettura dell' abbassamento massimo, prodotto dal gas nel punto di congelamento del liquido, sarà facile dedurre la concentrazione della soluzione e quindi la solubilità del gas, mediante la formola:

$$c = \frac{m\Delta}{K},$$

nella quale m è il peso molecolare del gas, Δ l'abbassamento osservato e K la costante crioscopica del solvente. Qualora poi il gas si polimerizzasse o dissociasse, basterebbe sostituire al valore di m teorico quello che è in realtà. In genere poi, se le solubilità trovate per questa via, non corrispondessero a quelle determinate con gli altri metodi che la fisica insegna, si potrà ritenere d' essere in presenza di un' anomalia crioscopica dovuta a dissociazione, polimerizzazione, formazione di soluzione solida o combinazioni diverse.

Il metodo che noi proponiamo sarà applicabile in quei casi nei quali i solventi che s' impiegano hanno forti costanti crioscopiche; allora, per poco che i gas sian solubili in essi, otterremo abbassamenti termometrici misurabili con grande esattezza. Si sa del resto che l' assorbimento dei gas nei diversi solventi era, fino a poco tempo fa, un argomento poco conosciuto e poco studiato: solo per le solubilità in acqua e alcool abbiamo le estese ricerche di Bunsen e Carius, corrette in seguito da Muller-Lubarsch ed altri: e molte indagini furono eseguite intorno all' assorbimento di gas in soluzioni acquose saline ed in miscele (Setschenow, Steiner, Gordon ecc.) ma anche recentemente G. Just [1]) e M. Levi [2]) lamentavano a ragione la mancanza di dati sulla solubilità di gas nei solventi organici. Essi, di fatto, con due lavori apparsi quasi contemporaneamente, portarono su questo argomento un pregevole contributo sperimentale. Benchè dalle ricerche di Just

1) G. Just, Zeit. f. phys. Chemie 1901, vol. 37, pag. 354.
2) M. G. Levi, Gazz. chimica ital., anno 21, 1901, parte II, pag. 513.

non siano risultate conclusioni importanti (giacchè solo pel CO_2 si trovò qualche relazione seriale qualitativa tra la solubilità e la costituzione dei solventi), è certo che queste determinazioni di solubilità presentano tutte un grande interesse per la stechiometria, ed è bene che il vasto campo sia oggetto di ricerche sistematiche e numerose: ed a questo intento può contribuire in molti casi il metodo da noi proposto. Per tanto, pur riserbandoci il còmpito di più estese e precisate determinazioni a prossimi studi su molti gas, abbiamo stabilito i massimi abbassamenti causati dall'acetilene, dall'acido carbonico, dal gas solfidrico, dal protossido d'azoto, in acqua, benzolo bromoformio, acetofenone, acido acetico, acido formico. Abbiamo trovato, p. es., che facendo passare in acetofenone, in prossimità del suo punto di congelamento, una corrente di gas acetilene, se ne abbassa il punto di congelamento di 1°,493, dal che si deduce

$$c = 0{,}693.$$

Nell' acetofenone adunque, alla temperatura di congelamento 169, si disciolgono neppure 7 volumi di gas acetilene. Passando dall' acetone (solubilità 31 volumi), all' acetofenone, si ha una forte diminuzione nella solubilità dell' acetilene. Questo gas si discioglie più nell' acido acetico, che nel formico; laddove per il CO^2, secondo Just, si ha una diminuzione di solubilità col crescere del peso molecolare del solvente.

Riassumiamo nella seguente tabella, i nostri risultati numerici:

Solventi	Costanti K	T. di congelamento	Gas solfidrico: Abbass. mass. Δ	Gas solfidrico: Concentr. $C = \frac{m\,\Delta}{K}$	Gas carbonico: Abbass. mass. Δ	Gas carbonico: Concentr. $C = \frac{m\,\Delta}{K}$	Acetilene: Abbass. mass. Δ	Acetilene: Concentr. $C = \frac{m\,\Delta}{K}$	Protoss. d'azoto: Abbass. mass. Δ	Protoss. d'azoto: Concentr. $C = \frac{m\,\Delta}{K}$
Acqua . .	18,6	0°,0	0°,395	0,658	0,165	0,350	0,08	0,1118	0,105	0,2488
Benzolo. .	51,0	5,5	quasi nul.	—	0,770	0,664	1,440	0,734	0,725	0,6255
Bromoform.	144,0	7,0	"	—	0,200	0,061	0,581	0,1050	—	—
Acetofenone	56,0	16,0	0,50	0,302	0,560	0,440	1,493	0,697	0,255	0,2003
Ac. acetico	39,0	15,5	si decom.	—	0,930	1,049	1,048	0,6984	—	—
" formico	28,0	7,5	quasi nul.	—	0,530	0,904	0,402	0,3720	—	—

Per le soluzioni acquose di gas carbonico e di gas solfidrico, nel calcolare c si tenne conto della lieve dissociazione, ed, in luogo di m teorico si introdusse nella formula per CO^2, $m = 39,5$ e per H_2S, $m = 31$.

In qualcuno dei casi da noi ora studiati è possibile comparare i risultati delle nostre determinazioni con quelli ottenuti dalle misure dei coefficienti d'assorbimento eseguite dai fisici coi consueti metodi: e l'accordo, come si vede dalla seguente tabella, è soddisfacente, benchè manchino i dati per fare tutte le correzioni che a rigore sarebbero necessarie.

			$C = \frac{m\Delta}{K}$	C. dedotto dai coefficienti d'assorbimento	
Gas solfidrico . . . —	solub. in acqua . —	a 0°	0,658	0,6653 a 0°	} [1])
„ carbonico . . . —	„ in acqua . —	a 0°	0,350	0,3524 a 0°	} [1])
„ carbonico . . . —	„ in benzolo . —	a 5°	0,664	0.6640 a 5°	[2])
„ „ . . . —	„ in ac. acetico —	a 15°	1,049	1,0560 a 15°	[3])
„ acetilene . . . —	„ in acqua . —	a 0°	0,1118	0,1162	} a temperatura ignota [4])
„ „ . . . —	„ in benzolo . —	a 6°	0,734	0,523	} a temperatura ignota [4])
„ „ . . . —	„ in ac acetico —	a 15°	0,6984	0,662	} a temperatura ignota [4])
„ protossido d azoto —	„ in acqua . —	a 0°	0,2483	0,2571	

1) Dalle tabelle Landolt, 2. ediz., pag, 258, si trova per H^2S, $\alpha = 4,3706$ (Schönfeld, e per CO^2, pag. 259, $\alpha = 1,7967$.

1) Dalle tabelle Landolt, pag. 258 α per N^2O a 0° è $= 1,3052$ (Carius).

2) Delle esperienze di Just, già citate si ha per CO^2, in benzolo, l a 15° $= 2,710$ e l a 15° $= 2,45$ e $\frac{dl}{dt} = 0,0285$. Ci siamo serviti di questi numeri per calcolare la solubilità del CO^2 in 100 gr. di benzolo a 5° e, trovammo col dato crioscopico un accordo perfetto.

3) Anche per questo calcolo ci siamo basati sulle esperienze di Just, che dà per CO^2 in acido acetico a 15°. $l = 5,614$. Cioè 100 cm³ se ne scioglierebbero gr. 1,11, ed essendo 1,051 (Landolt) la densità dell'acido acetico a 15°, si calcola che 100 gr. ne sciolgono 1,056. In queste, come negli altri casi, mancano gli elementi per fare le correzioni dovute alla variazione di densità delle soluzioni: ma queste non possono essere che molto piccole.

4) Non trovammo misure esatte di solubilità dell'acetilene in questi liquidi: solo, nell'Ahrens (Acetylen in der Technik), troviamo che 100 vol. di H_2O ne sciolgono 100 vol., 100 di benzolo 400, e 100 di ac. acetico 600: in base ai quali coefficienti trovammo per C. i valori sopra indicati.

UN DISTILLATORE PER MERCURIO, UN SIFONE ED ALCUNE POMPE.

Nota del Prof. FORTUNATO FLORIO.

Distillatore per mercurio. — Il distillatore, che propongo e che mi ha dato ottimi risultati, ha la forma disegnata nella fig. 1; è uno degli usuali apparecchi costruiti a tale scopo salvo che al posto della vaschetta barometrica porta saldato a B B' un tubo D D'. Con questa disposizione si può fare il vuoto nell'apparecchio senza ricorrere a pompe ausiliarie.

Fig. 1.

Fissata la tavola di sostegno A A' verticalmente, si colleghi D D' per mezzo di un tubo di gomma con un tubicino di vetro verticale lungo circa 1 metro. In questo si versi del mercurio, asciugato in precedenza coll' averlo riscaldato a 130° in guisa da riempire D D' poi B B' e quindi P: ad un certo momento il mercurio cadrà in C C' ed andrà per l' apertura inferiore di questo, trascinando seco quel po' d' aria che era rimasta nell' interno dell' apparecchio. Abbandonando tutto a se stesso, si vedrà che una parte di D D' si vuoterà: in seguito soffiando in D D', si farà uscire ancora una certa quantità di mercurio per C C' tale, che quando il tutto sia lasciato a se, resti in P una concamerazione vuota di sufficiente estensione. A questo punto l' apparecchio è pronto e si può accendere il bruciatore F F'.

Il mercurio, che ora distilla, esce per l'apertura inferiore C' nel mentre che le goccioline di mercurio formate per condensazione nel primo tratto di C C', attraversando il secondo, di 1 mm. circa di diametro, trascinano le tracce d' aria, che

possono svolgersi, e mantengono in P la *rarefazione* necessaria.

Sifone. — Si comprende facilmente, guardando la fig. 2, che lo rappresenta. Il rigonfiamento B C termina in fondo con

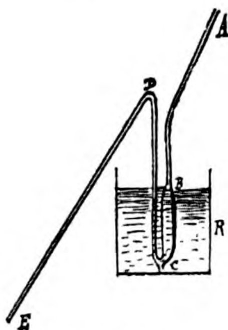


Fig. 2.

un forellino C di diametro press' a poco eguale a quello del tratto C D E. Immerso il sifone nel liquido da travasare si soffia per A; una parte del liquido escirà per il forellino inferiore ed un' altra riempirà il tratto C D E, determinando così il funzionamento del sifone. Esso può adoperarsi per tutti i liquidi.

Pompe. — Dal sifone precedente si potrebbe dedurre un tipo di pompa nel quale il rigonfiamento B C fosse sostituito da un serbatoio di buona capacità; il forellino C in questo caso dovrebbe essere di diametro più piccolo di quello di CDE, ridotto al solo tubo di ascensione del liquido; per B A si manderebbe dell' aria compressa con un compressore qualunque.

In una tale pompa non si avrebbe il congelamento dell' acqua durante la stagione rigida.

Un' altra pompa, che si può adoperare con ottimo successo per innalzare dell'acido solforico, od altro acido, è quella rappresentata nella fig. 3; essa è tutta in vetro ed il liquido disegnato nell' interno è del mercurio. Messo il tubo *a* in comunicazione col fondo di un cilindro, nel cui interno scorre

uno stantuffo cieco (avendo già approssimativamente determinate le dimensioni delle diverse parti, come pure la quantità

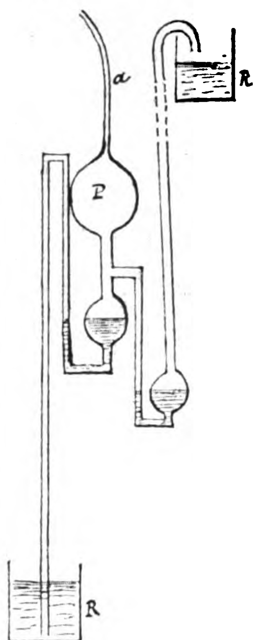


Fig. 3.

di aria in P, in *a* e nella concamerazione del cilindro con questi comunicante) si hanno in P alternativamente delle rarefazioni e delle compressioni, sicchè P alternativamente si riempie di acido solforico proveniente da R e si vuota andando il suo acido in R'.

R. Istituto tecnico di Trapani.
Decembre 1903.

LIBRI NUOVI

KRISTALLISIREN UND SCHMELZEN
EIN BEITRAG
ZUR LEHRE DER ÄNDERUNGEN DES AGGREGATZUSTANDES,

von GUSTAV BARTH

o. Professor an der Universitat zu Göttingen.

(Un volume di 350 pagine, con 88 disegni. — Leipzig, Johann Amb. Barth 1903).

Si ammetteva in passato un' analogia fra le curve che rappresentano i rapporti dei volumi ai calorici di fusione e quelle che nella vaporizzazione rappresentano pure i rapporti fra i volumi e i calorici di vaporizzazione. L'autore sostiene in questo libro una ipotesi essenzialmente diversa; ed è che le curve di fusione, completamente sviluppate, siano curve chiuse. Tale ipotesi è stata stimolo a una serie di ricerche sperimentali, che sembrano confermarla. Si può dire che il punto fondamentale di questa ipotesi è che nelle curve di fusione non possono aversi punti critici nei quali il cristallo sia identico colla sua propria sostanza fusa. Questo principio, che è una conseguenza delle nostre conoscenze sui rapporti della materia negli stati isotropi e anisotropi, è stato confermato dalla esperienza diretta. Potè di fatto essere dimostrato che nella curva di fusione del sale di Glaubero i cambiamenti di volume nella fusione passano per lo zero, mentre i calorici di fusione conservano alti valori positivi; e potè esser data la forma generale delle curve di fusione e trasformazione. Nei casi speciali dovendosi stabilire le coordinate mercè l' esperienza, ciò fu fatto fino al limite consentito dalla resistenza alla pressione dei recipienti di acciajo. Le ricerche sui cambiamenti dello stato di aggregazione si spinsero sino a una pressione di 3000 Cg. per centimetro quadro. Resultò da queste ricerche che il polimorfismo è una proprietà che si verifica sovente nella materia.

L'autore nota che quanto sono utili o indispensabili le carte geografiche per orientarsi nei viaggi, così i diagrammi dello stato dei corpi, che insegnano in quale stato di aggregazione si trova un corpo a una data temperatura e sotto una data pressione e che cosa avviene per certi cambiamenti di queste condizioni fisiche, hanno grande importanza per la soluzione dei più svariati problemi; e possono servire non solo al chimico, al fisico, al mineralogista, ma anche agli studiosi della geologia e della fisica degli astri.

Per la intelligenza del libro occorre la conoscenza del calcolo; ma per la parte fisica basta la conoscenza degli elementi della teoria meccanica del calore. T. GIGLI.

RIVISTA

Journal de Physique. T. II, Serie IV, Dicembre 1903.

MACÉ DE LÉPINAY J. e BUISSON H. *Sui cambiamenti di fase per riflessione normale nel quarzo sull' argento* (pp. 881-887). — Studiando un nuovo metodo di misura ottica di spessori agli A. importava conoscere i cambiamenti di fase che accompagnano la riflessione normale di un fascio di luce sull' argento nell' interno di una lamina di quarzo, e per questo applicano due diversi metodi di ricerca alle tre radiazioni, rossa, verde e turchina, del cadmio.

Trovano che, qualunque sia la radiazione considerata, la parte frazionaria dell' ordine d' interferenza al centro degli anelli di Lummer-Michelson tende regolarmente a zero insieme allo spessore d'argento. Il ritardo di fase, quando lo spessore dello strato d'argento aumenta, cresce prima rapidamente a partire da zero, ma per spessori superiori a 30 $\mu\mu$ prende un valore limite costante indipendente dallo spessore, e quasi indipendente dalla lunghezza d' onda.

VAUTIER TH. *Su un refrattometro a riflessione* (pp. 888-899). — Adottando il metodo interferenziale per lo studio di certi fenomeni può occorrere di aver separati completamente, e per lunghi cammini, i due sistemi d' onde interferenti; perciò l'A. ha imaginato un nuovo refrattometro costituito essenzialmente di tre

specchi equidistanti piani e paralleli M_1, M e M_2 formanti quattro superficie riflettenti poichè M, posto fra M_1 e M_2, è argentato sulle due faccie. Una porzione di luce che parte da una fenditura è riflessa da M_2 e M e viene ad esser parallela all' altra porzione riflessa da M, M_1 in modo da produrre le frangie di interferenza ruotando leggermente M_2 intorno ad una direzione parallela alla fenditura. Se sul cammino di uno dei fasci compresi fra gli specchi si provoca una differenza di cammino ottico, il sistema di frangie si sposta. Si può far variare fra grandi limiti la sensibilità dell' apparecchio sia avvicinando o allontanando gli specchi, sia aumentando o diminuendo il numero di riflessioni dei fasci fra le superficie riflettenti, sia combinando i due mezzi. L'A. ha realizzato dei cammini ottici perfino di 50 m.

Si possono nettamente osservare differenze di pressione dell' aria inferiori a $^1/_{100000}$ d' atmosfera o variazioni di temperatura dell' ordine di $^2/_{1000}$ di grado.

Camichel C. *Sulla spettrofotometria fotografica* (pp. 899-903). — È un sunto di una Memoria comparsa negli « *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse* ». L'A. ha prima studiato l' omogeneità delle lastre fotografiche del commercio servendosi di questa disposizione: Una sorgente di luce costante rischiara la fenditura d' uno spettroscopio a tre prismi, dietro la quale si trova la lastra fotografica su cui si fanno una serie di impressioni alla distanza di 2 mm., con durate di posa rigorosamente costanti. La trasparenza delle impressioni fotografiche è studiata mediante una pila termo-elettrica. Dette α e α' le impulsioni galvanometriche che misurano le trasparenze di due fotografie separate da una distanza compresa fra 0 e 3 cm. l'A. trova che

$$\frac{\alpha - \alpha'}{\alpha} < \frac{1}{300}$$

per circa il 90 $^0/_0$ delle lastre studiate. Trova poi che la trasparenza varia con la durata di posa.

Per confrontare le intensità J, J' di due radiazioni della stessa lunghezza d' onda l'A. usa questo metodo: sopra una stessa lastra si fa una serie di impressioni fotografiche della stessa durata e delle intensità

$$J, \quad K_2 J', \quad J, \quad K_4 J', \quad J, \ldots$$

ove

$$J' > J \quad 1 > K_2 > K_4 > K_6 \ldots$$

Siano

$$\alpha_1, \alpha_2 \ldots$$

le impulsioni galvanometriche che misurano le diverse impressioni. Si costruiscono due curve aventi per ascisse l'una e l'altra le diverse posizioni della lastra fotografica, e come ordinate, l'una le deviazioni corrispondenti alle impressioni impari, l'altra quelle corrispondenti alle pari. Le due curve si tagliano in un punto A corrispondente ad una certa posizione p della lastra. Sia $\alpha = f(J, p)$ la funzione che rappresenta la variazione della trasparenza delle impressioni con l'intensità J della radiazione e la posizione p della lastra.

Pel punto A si ha:

$$f(J, p) = f(K J', p)$$

ciò che dà:

$$\frac{J}{J'} = K .$$

Le variabili K e p sono rilegate da una relazione semplice che si sceglie arbitrariamente. La precisione delle misure è tale che una variazione di $\frac{1}{222}$ della intensità della radiazione produce un cambiamento nella deviazione galvanometrica di 1 divisione.

Roux E. *Sulla polirotazione degli zuccheri* (pp. 903-909). — Si sa che una soluzione di glucosio presenta un potere rotatorio che diminuisce rapidamente col tempo e diviene costante solo dopo parecchie ore.

Alcuni attribuiscono questa multirotazione alla formazione di idrati, altri ammisero invece l'ipotesi inversa d'una disidratazione, ma la scoperta delle forme tautomere degli zuccheri ha dato la spiegazione del fenomeno. Gli zuccheri riduttori si presentano sotto tre forme distinte α, β, γ di differente attività ottica. Il glucosio ordinario è il glucosio α col potere rotatorio superiore a 106°; disciolto, si trasforma in β e acquista l'attività ottica di $+ 52°,5$. Il glucosio γ è generalmente solido, col potere rotatorio inferiore a $+ 22°$; è instabile in dissoluzione e finisce per prendere la forma β.

L'A. studia la multirotazione degli zuccheri riduttori partendo dalle varietà α e γ ben determinate e giunge alle seguenti conclusioni:

Le varietà γ di zuccheri a piccolo potere rotatorio si trasformano seguendo la stessa legge delle varietà α. La velocità di

trasformazione sono sensibilmente le stesse per le varietà α e γ di glucosio e di lattosio. I miscugli di α e γ possono dare una deviazione costante, cioè non presentare la polirotazione. Il potere rotatorio iniziale del glucosio ordinario è di $+ 109^{\circ},1$, numero superiore al doppio del suo potere stabile.

G. Ercolini.

The Physical Review.

Vol. 17, Luglio a Dicembre 1903.

Nutting P. G. *Dispersione rotatoria ultravioletta* (pp. 1-25). — La sorgente di luce è quella che emana da scintille che avvengono fra elettrodi di lega zinco e alluminio. Fra due nicol sono introdotti due cunei di rotazione di quarzo che producono delle bande d'interferenza facilmente fotografabili. Inserendo, accanto ai cunei, un corpo che produce rotazione, le bande si spostano e il cambiamento prodotto costituisce una misura accurata della rotazione. Sono studiati nove corpi in soluzione e sono riportate le curve delle rotazioni in funzione della lunghezza d'onda. L'A. spiega il meccanismo della rotazione della quale fa poi la teoria.

Nichols E. F. e Hull G. F. *Pressione dovuta alla radiazione* - Nota seconda (pp. 26-50). — Facendo seguito ad una Nota preliminare comparsa in questa Rivista (Novembre 1901) gli A. presentano in questa una storia completa dell'argomento, descrivono le modificazioni apportate al loro metodo di misura e le loro recenti osservazioni eseguite.

Coblentz W. W. *Alcune proprietà ottiche dell'iodio* - III (pp. 51-59). — Seguitando lo studio già intrapreso di queste proprietà dell'iodio, l'A. studia l'assorbimento delle soluzioni di iodio dall'ultravioletto all'ultrarosso. Le soluzioni brune risultano affatto trasparenti alla regione rossa dello spettro e assorbenti nella violetta. Le soluzioni violette assorbono invece la regione visibile e trasmettono il violetto e tutto l'ultrarosso oltre 1,2 μ. Questo studio dello spettro di assorbimento non dà l'esatta natura della struttura dell'iodio in soluzione, ma può dirsi che il diverso comportamento delle due specie di soluzioni sia dovuto alla variazione di struttura molecolare dell'iodio nei diversi solventi. Rimane però ancora insoluta la questione della esatta composizione dell'iodio in soluzione.

Hartman L. W. *Studio spettrofotometrico della radiazione luminosa della lampada Nernst accesa con correnti di varia densità* (pp. 65-90). — Servendosi di uno spettrometro Kirchhoff ai

prismi del quale è sostituito un reticolo Rowland, l'A. fa uno studio particolareggiato della radiazione di una lampada Nernst, confrontandola con la fiamma ad acetilene e col campione Hefner-Altneck e con altre sorgenti.

A corrente normale la lampada Nernst è relativamente ricca delle onde più luminose dello spettro, la sua intensità luminosa cresce apparentemente col tempo, e, rispetto alla fiamma ad acetilene, è relativamente meno ricca delle più corte, ma più ricca delle onde lunghe; però coll'aumentare della corrente diviene sempre più diversa dalla fiamma ad acetilene. Se la corrente è inferiore al valore normale, l'aumento d'intensità col crescere della corrente è molto accentuato nelle onde lunghe, se al disotto è accentuato quello nelle onde corte. Al di sotto del valor normale della corrente la lampada è relativamente meno ricca in onde corte della fiamma d'una lampada Hefner, mentre al di sopra accade l'opposto. Al valore normale di corrente il colore della radiazione data dalla Nernst è molto simile a quello della Hefner. La sua radiazione luminosa corrisponde a quella data dalla calce incandescente.

Nichols E. F. e Hull G. F. *Pressione dovuta alla radiazione* - Nota seconda (pp. 91-104). — E la fine della seconda Nota degli A. dalla quale risulta che la teoria Maxwell-Bartoli è quantitativamente confermata.

Magie W. F. *Calore specifico di soluzioni* (pp. 105-116). — Questa Nota è la continuazione di altre pubblicate nei vol. 9, 13 e 14 di questa Rivista. Si determina il calore specifico e di soluzione dei solidi che furono usati in soluzione nelle ricerche precedenti, e si presenta una speculazione riguardante una possibile distribuzione dei gradi di libertà fra i loro atomi.

Buckingham E. *Metodo meccanico per tracciare le curve* $x^k y =$ cost (pp. 117-121).

Morse H. W. e Pierce G. W. *Diffusione e soprasaturazione nella gelatina* (pp. 129-150). — È una ricerca intorno ad un fenomeno scoperto dal Liesegang: Una lastra di vetro orizzontale è ricoperta di gelatina impregnata di cromato potassico; lasciandovi cadere sopra una goccia di nitrato d'argento questo si diffonde nella gelatina, reagisce col cromato e forma un precipitato di cromato d'argento che si dispone in distinti anelli intorno alla goccia per un evidente fenomeno di soprasaturazione. Gli A. intraprendono delle misure di questi anelli allo scopo di giungere a comprendere le condizioni che esistono nelle soluzioni soprasature e calcolare il valore della diffusione delle sostanze reagenti. Le loro misure mostrano che nel caso della formazione di cro-

mato d'argento nella soluzione di gelatina esiste un prodotto definito e costante $\overset{+}{Ag^2} \times \overset{-\,-}{Cr\,O_4} = H$ che determina il limite di soprasaturazione rispetto al cromato d'argento quando non è presente la fase solida. Trovano incidentalmente il valore della costante di diffusione del nitrato d'argento diffondentesi attraverso la gelatina che contiene cromato d'argento solido.

ALLEN F. *Le ipotesi della percezione dei colori* (pp. 151-174). — È la storia della questione che l'A. divide in quattro periodi: da Pitagora a Newton (540 a. C. — 1671 d. C.); da Newton a Young (1671 - 1801) da Young a E. Hering (1801 — 1874); dal 1874 ai tempi presenti.

IVES J. E. *Asimmetria di un interruttore a mercurio* (pp. 175-178). — Nel fare alcune esperienze per determinare la legge che governa la capacità di un condensatore shuntato necessaria a produrre una scintilla in un interruttore collegato con un circuito induttivo, l'A. ha trovato che essa dipende dalla direzione in cui la corrente circola attraverso l'interruttore. L'A. crede possibile che l'asimmetria possa essere dovuta ad una azione selettiva del vapore di mercurio generato quando passa la scintilla.

HALL E. H. *I corpi che cadono devono muoversi a sud?* (pp. 179-190). — In questa prima parte l'A. fa la storia particolareggiata dell'argomento.

SMITH A. W. *Determinazione del calore di fusione del ghiaccio* (pp. 193-232). — Il campione di ghiaccio, di cui si deve determinare il calore di fusione, è ridotto in piccoli pezzi e raffreddato alcuni gradi al di sotto di 0° C. e a questa temperatura è pesato e messo nel calorimetro che contiene olio di cherosene a — 2° o — 3° C. Il calorimetro viene gradatamente riscaldato da una debolissima corrente elettrica, finchè la temperatura raggiunge il grado richiesto per fare un'esperienza, ordinariamente circa 1° C. Si applica poi una corrente intensa per un tempo sufficiente tanto da fondere il ghiaccio e giungere ad avere acqua a circa + 0°,5 C. A questa temperatura (di equilibrio) il ghiaccio è certamente tutto ben fuso.

Il calore generato dalla corrente è impiegato: 1° Ad aumentare la temperatura del calorimetro e del ghiaccio da — 1° C. a 0° C; 2° a fondere il ghiaccio; 3° ad aumentare la temperatura dell'acqua e del calorimetro da 0° C. a circa + 0,5 C. e 4° a supplire le perdite di calore per radiazione, convezione, conduzione, ecc. Di queste quattro quantità di calore la seconda è trenta o quaranta volte maggiore della somma delle altre, e sot-

traendo quest' ultima dal calore totale svolto dalla corrente, si ottiene il calore richiesto per la fusione del ghiaccio.

Il calore prodotto dalla corrente è determinato misurando la differenza di potenziale fra gli estremi dei rocchetti riscaldanti in cui essa circola, la corrente stessa e il tempo. Il calore, in joule, è dato dalla formula E J *t*.

Ogni esperienza è divisa in tre parti: *a*) determinazione della capacità calorifica del calorimetro, olio, ghiaccio, ecc.; *b*) fusione del ghiaccio; *c*) determinazione della capacità calorifica del calorimetro, acqua, olio, ecc. L'A. discute e descrive minutamente tutti i particolari delle sue esperienze, le cause di errore e il modo di eliminarle. Come resultato delle determinazioni si sa che il valore del calore di fusione di 1 g. di ghiaccio è 334,21 ± 0,08 Joule e prendendo per valore di una caloria media 4,1832 Joule, il calore di fusione del ghiaccio risulta di 79,896 calorie medie, oppure 80 « calorie a 37° C. ».

Barus C. *Metodo per determinare la nucleazione atmosferica* (pp. 233-244). — L'A. mostra che il metodo della corona per la determinazione della nucleazione atmosferica presenta delle complicazioni.

Hall E. H. *I corpi che cadono devono muoversi a sud?* - II (pp. 245-254). — In questa seconda parte l'A. descrive il metodo adottato per la misura di piccolissimi spostamenti di sfere cadenti entro un tubo lungo circa 23 m. Le esperienze fatte con 948 sfere mostrano che non esiste spostamento apprezzabile verso il sud, mentre lo spostamento sensibile verso l' est ha il valore che si trae dalla formula del Gauss.

Mc Clellan W. *Comportamento termoelettrico del nitrato di nichel* (pp. 255-266). — Il potere termoelettrico di questo elettrolita si trova essere vicino a zero. La presenza dell' aria nella soluzione è causa di grandi irregolarità.

Nichols E. L. e Coblentz W. W. *Sui metodi di misura del rendimento luminoso* (pp. 267-276). — Le osservazioni eseguite dagli A. mostrano che deve apportarsi una grande correzione al rapporto fra la energia trasmessa da una vaschetta ad acqua e la radiazione totale, se si vuole ottenere un valore esatto del rendimento luminoso di una sorgente di luce. Il fattore pel quale deve moltiplicarsi il rapporto varia col rendimento luminoso, e, mentre la natura di questa variazione è forse comparativamente semplice nel caso di sorgenti in cui la luce è generata da carbone incandescente, il valore della correzione per le altre sorgenti può solo accertarsi conoscendo il carattere dello spettro ultrarosso.

Buckingham E. *Nota sulla deduzione della legge di Stefan* (pp. 277-280). — Si dà una dimostrazione più chiara di quella troppo concisa del Boltzmann della legge di Stefan relativa alla temperatura totale della radiazione d'un corpo nero.

Nutting P. G. *La distribuzione di moto in un gas conduttore* (pp. 281-285). — Mediante una piccola termopila si cerca la temperatura delle varie regioni di un tubo a vuoto, e si conclude che il meccanismo della scarica appare come se le particelle conduttrici fossero proiettate normalmente attraverso lo spazio catodico scuro per vie prossimamente tutte parallele con circa la stessa velocità.

Robinson P. E. *Ulteriori esperienze col coherer* (pp. 286-291). — La prima parte delle esperienze consiste nella determinazione della semilunghezza d'onda di un ricevitore lineare con coherer per confrontarla con quella di un conduttore simile, ma di dimensioni minori, usato dall'A. in precedenti sue ricerche. In esse trovò che applicando agli estremi di un coherer una differenza di potenziale maggiore della critica, la resistenza del coherer cade istantaneamente ad un valore detto « impulsivo ». La seconda parte delle esperienze riguarda appunto questo valore impulsivo per determinare come esso dipenda dalla differenza di potenziale. L'A. trova che la regolarità dei risultati aumenta a misura che la differenza di potenziale diviene maggiore, che più grande è il voltaggio più piccolo è il valore impulsivo, e che maggiore è la sensibilità del coherer e più piccolo è il valore impulsivo della sua resistenza per lo stesso voltaggio.

Ewel A. W. *Doppia rifrazione magnetica* (pp. 292-301). — L'A. ripete le esperienze del Majorana usando un campo magnetico alternativo col metodo indicato da Lord Rayleigh per misurare la doppia rifrazione e che è molto sensibile. Sopra diversi campioni di ferro dializzato vecchio trova che la doppia rifrazione è proporzionale al quadrato dell'intensità del campo; è proporzionale alla concentrazione per deboli concentrazioni, ma per soluzioni dense non cresce in proporzione alla concentrazione; è proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda. Tutte le soluzioni negativamente attive perdono gradatamente la loro attività al crescere della temperatura; la annullano a 40° e, aumentando ancora la temperatura, esse acquistano un'attività positiva. Col raffreddamento l'attività negativa ritorna allo stesso valore iniziale. Minore è la libertà meccanica in una soluzione, minore è la sua attività.

Ångström K. *L'energia nello spettro visibile del campione Hefner* (pp. 302-314). — In queste ricerche preliminari l'A. in-

dica il metodo adoprato e mostra che la legge del Wien rappresenta molto bene la distribuzione della energia nello spettro luminoso della lampada di Hefner e di quella ad incandescenza.

DREW E. R. *Il rendimento luminoso delle radiazioni dei tubi a vuoto* (pp. 321 304). — Il meccanismo della radiazione emessa da un gas allorchè esso è riscaldato, può differire per molti rispetti da quello che avviene quando il gas è attraversato da una corrente. Le presenti ricerche hanno lo scopo di chiarire alcune questioni in proposito. Il tubo a vuoto adoperato consta di due rami, uno di diametro doppio dell'altro, e le radiazioni sono misurate per mezzo di un radiometro Nichols. I risultati dello studio fatto possono così riassumersi:

La teoria che la radiazione di un tubo a vuoto è dovuta a collisioni fra particelle cariche e molecole neutre del gas e che la radiazione aumenta coll'energia di queste collisioni, è sufficiente a render conto dei fatti osservati. Il rendimento luminoso delle radiazioni del tubo ad aria rarefatta, alla pressione di 1 mm. è approssimativamente 0,20. Una considerevole porzione di questa radiazione è dovuta ad una singola linea, o stretto gruppo di linee, della lunghezza d'onda 4,75 μ.

ZELENY J. *Sull' elettrizzazione prodotta dai gas che sono stati esposti ai raggi Röntgen* (pp. 355-370). — L'A. trova che l'aria Xata che è stata soffiata attraverso tubi o rotoli di foglie metalliche è caricata positivamente, e i tubi e fogli possono ricevere cariche positive o negative a seconda della velocità della corrente di aria. In condizioni opportune la prima porzione di un tubo può ricevere una carica negativa, mentre la sua parte più distante ne riceve una positiva. Se si adopra anidride carbonica umida le cariche sviluppate nel gas e sul metallo sono opposte a quelle ottenute nelle stesse condizioni con aria secca o umida e con anidride carbonica asciutta.

Una spiegazione generale di tutti questi risultati può aversi ascrivendo la loro causa a diversa velocità di diffusione delle due specie di ioni dei gas.

INGERSOLL L. R. *Sul rendimento luminoso della lampada Nernst* (pp. 371-377). — La luce è dispersa ed è solo raccolta la porzione visibile dello spettro che viene ricombinata in luce bianca mediante una lente cilindrica e bilanciata fotometricamente con la radiazione totale di un'altra sorgente esattamente uguale. L'energia delle due radiazioni si confronta sostituendo al fotometro una termopila o un bolometro, e si osservano le deviazioni galvanometriche per ciascuna luce. Le lampade nuove presentano un rendimento del 4,35 a 4,70, in media 4,61 °/₀, che diminuisce rapida-

mente nelle prime 20 ore e poi varia lentamente. Lampade molto vecchie danno 3,6 %.

FERGUSON O. J. *I quaternioni nei calcoli elettrici* (pp. 378-381).

BUCKINGHAM E. *Costruzione di scale a lettura diretta per ponti a filo e corsoio* (pp. 382-383). — È una costruzione geometrica semplice per segnare sulla scala del filo di un ponte di Wheatstone il rapporto $a : (1000 - a)$.

WENNER F. *Metodo per confrontare piccole resistenze* (pp. 384).

CRÉMIEU V. e PENDER H. *Sull' effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 385-409). — Vedi *N. C.* ottobre 1903, T. 6, p. 268).

ZAHM A. F. *Misura della velocità e pressione dell' aria* (pp. 410-423). — È descritta una forma di anemometro di facile costruzione, di uso conveniente, adatto per grandi variazioni di velocità del vento e privo di costanti empiriche. Le indicazioni osservate risultarono conformi a quelle calcolate teoricamente.

PEGRAM G. B. *Radioattività secondaria nella elettrolisi delle soluzioni di torio* (pp. 424-440). — Nella elettrolisi di soluzioni di nitrato di torio si ottiene sull' anode un deposito di perossido di piombo che a principio è molto radioattivo. L' intensità delle sue radiazioni cresce debolmente per due ore, poi decresce e cade a metà del valore in circa undici ore. La radiazione è costituita principalmente di radiazioni α non penetranti accompagnate da un piccolo sviluppo di gas radioattivo simile o identico alle emanazioni del torio.

Sul catodo non si deposita materia attiva. I gas liberati nella elettrolisi delle soluzioni di nitrato di torio sono caricati di materia radioattiva, ordinaria emanazione del torio, che perde la sua attività di metà in un minuto circa.

Da soluzioni del più puro nitrato di torio attendibile non si ottiene nessun visibile deposito sull' anodo che pure è radioattivo, ma questa attività diminuisce rapidamente, circa della metà in un' ora.

I depositi anodici e catodici di ossidi o metalli da una soluzione contenente torio sono radioattivi, ma la loro attività rapidamente decresce, riducendosi a metà in pochi minuti.

I precipitati ottenuti chimicamente da soluzioni contenenti nitrato di torio sono radioattivi ma l'attività diminuisce celermente.

L' attività secondaria generata dal torio non è sempre la stessa rispetto alla sua diminuzione col tempo, poichè questa dipende dal modo con cui la materia attiva è tratta dal torio.

Venendo alla questione della natura della radioattività mostrata dagli elettroliti e dai depositi chimici di soluzioni di torio, del perossido di piombo, per esempio, l'A. osserva che possono darsi due interpretazioni generali. O gli atomi e le molecole del perossido di piombo vengono sì disturbati nell' essere strettamente associati col torio radioattivo da presentare poi le proprietà della materia radioattiva, oppure la radioattività è una proprietà di qualche specie di materia derivata dal torio che in un certo modo si unisce strettamente al perossido di piombo.

Sanford F. *Sopra una forma di radiazione* (pp. 441-459). — Quando gli estremi del secondario di un rocchetto d' induzione comunicano con le armature d' un condensatore ad aria, il disco di questo unito al catodo genera una speciale forma di radiazione nel campo del condensatore ogni quavolta la corrente viene interrotta nel primario. Se una scintilla passa attraverso lo scaricatore del secondario la radiazione è generata da entrambi i piatti del condensatore, ma se non avviene alcuna scarica la radiazione è data solo dal disco catodico.

L'A. trova che questa radiazione è della stessa natura della radiazione ultravioletta dei corpi luminosi, e può essere riflessa, rifratta e polarizzata come la luce ordinaria. Quando cade sopra corpi posti nel campo del condensatore, questi divengono sorgenti di una radiazione secondaria molto simile nelle sue proprietà alla primaria che la produce. Questa radiazione secondaria nel caso dei metalli è generata dalla faccia del corpo su cui cade la primaria e dal lato che fa da anodo. Essa può anche generarsi entro un conduttore cavo isolato posto nel campo del condensatore. Insieme a questa radiazione secondaria i metalli possono riflettere la radiazione originale primaria.

L'A. ritiene che, similmente a quello che succede nei tubi a vuoto, questa radiazione catodica possa credersi costituita di elettroni carichi negativamente uscenti dal catodo, nonostante che lo spazio compreso fra le lastre del condensatore sia pieno di aria. La loro collisione con le molecole dell' aria darebbe luogo alla radiazione studiata.

Catnall R. R. *Sulla teoria del pendolo composto* (pp. 460-468).

Shearer J. S. *Il calore di vaporizzazione dell' ossigeno, dell' azoto e dell'aria* (pp. 469-475). — Poichè nella determinazione del calore di vaporizzazione dell'aria i risultati variano col cambiamento di composizione del liquido, l'A. determina questa costante per ciascuno dei costituenti, affinchè possa farsi un confronto fra il calore richiesto a vaporizzare corrispondenti quan-

tità di ossigeno e di azoto presi separatamente e quello richiesto quando sono uniti come nell' aria liquida.

È riportato un confronto fra i risultati osservati e quelli calcolati nella supposizione che il calore usato per ciascun componente sia lo stesso di quello richiesto a vaporizzare la stessa quantità del liquido puro. L'accordo è assai soddisfacente date le difficoltà di tali esperienze.

Stewart G. W. *La curva dell' energia spettrale di un corpo nero alla temperatura ordinaria* (476-483). — Si determina questa curva mediante uno spettrofotometro a specchio ed un bolometro. Confrontando la curva sperimentale ottenuta con quella dedotta dalla equazione del Planck, l'A. non trova molto accordo.

White W. P. *Un galvanometro conveniente* (pp. 484-489). — Il sistema magnetico è del tipo Weiss. È portabile, a lettura diretta e costruibile con pochi mezzi. G. Ercolini.

Zeit. f. Elektrockemie. N. 33, 35, 38, e 39 1903.

Smits A. *Le curve della solubilità nell' interno dei punti critici* (pp. 663-666). — L'autore studia i fenomeni critici in un sistema formato da due componenti A, B. Se il punto di fusione di B è assai più alto della temperatura critica di A, è possibile che la curva della tensione di vapore della soluzione satura di B si estenda al di sopra della curva critica del sistema tagliandola in due punti corrispondenti a temperature t_2 t_3. Perciò i tratti tra t_2 t_3 delle curve rappresentanti la tensione della soluzione satura ed i fenomeni critici del sistema rappresentano condizioni instabili e ricondotte queste a stabilità il componente B si separa allo stato solido.

Tali condizioni sono realizzate dall' etere (A) e dell' antrachinone (B); partendo da una mescolanza al 45 $^0/_0$ di etere e riscaldando lentamente si ha una prima temperatura critica della soluzione satura (rimane sempre al fondo antrachinone solido) a 195°. Riscaldando ulteriormente la soluzione scompare e si ottiene vapore e l' antrachinone allo stato solido; a 241° ritorna a comparire la fase liquida e l' antrachinone va sciogliendosi fino che a 247° esso va tutto in soluzione. Grassi.

P. Drude. *Rotazioni di fluidi in campo magnetico in presenza di fenomeni di diffusione* (pp. 666-668). — L'A. studia i movimenti rotatorii di un fluido posto in campo magnetico ed in seno al quale si abbiano correnti di diffusione di H_2SO_4 $CuSO_4$ HCh.

Grassi.

FERCHLAND. *Sopra la resistenza elettrica specifica in cattivi conduttori di prima classe* (pp. 670-673). — L' A. studia la conducibilità dei depositi che ottiene in forma massiccia col processo brevettato. (D. R. Patent N. 140317). Essi si compongono di ossido di piombo = 91,98 %, ossigeno 6,53 %, acqua 1,57 %. I numeri trovati sono 13 volte circa maggiori di quelli osservati da Shields e Streintz con polvere compressa di PbO_2. Ciò è naturale quando si pensi che anche traccie di corpi estranei possono mutare notevolmente la conducibilità di una sostanza. GRASSI.

MULLER. *La elettrochimica dei composti ossigenati dell' iodio.* (pp. 707-716). — Questo lavoro di interesse specialmente chimico è il seguito di uno precedente riguardante lo studio per via elettrochimica (potenziale ossidante) dei composti ossigenati dell' iodio. GRASSI.

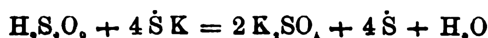
PRINGSHEIM E. *Sopra la legge di irraggiamento* (pp. 716-718). — In questa conferenza tenuta alla Società chimica di Breslau, l' A. richiama alcune leggi sulle radiazioni emanate da un corpo nero alla temperatura T. Tra l' altro si dimostra (Boltzmann) per via termodinamica che

$$S = \text{kost. } T^4$$

essendo S la radiazione totale del corpo nero. Poichè fin dove le temperature sono misurabili col termometro a gas la legge superiore è confermata, l' A. propone che per valori superiori a quelli misurabili con termometri ad aria la *temperatura assoluta* si definisce come:

proporzionale alla radice quarta della radiazione totale del corpo nero: la proporzionalità essendo stabilita in maniera che 1 cm. di radiazioni del corpo nero alla temperatura 1° sia equivalente a 7,06 . 10^{-15} Erg. GRASSI.

MUGDAN. *Sopra la velocità di trasformazione dell' acido persolforico in acido di Caro e la formula dell' ultimo* (pp. 719-721). — L' A. misura la velocità di trasformazione dell' acido di Caro e trova che essa è regolata dalla formula caratteristica delle reazioni unimolecolari, ciò che secondo l' A. rende probabile che nella elettrolisi di H_2SO_4 tra elettrodi di platino oltre l' acido persolforico e l'acido di Caro non si formino altri corpi ossidanti. L' A. infine prova sperimentalmente la formula di Armstrong



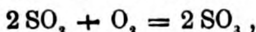
$$H_2S_2O_9 + 4\dot{S}K = 2K_2SO_4 + 4\dot{S} + H_2O$$

e trovandola confermata assegna all' acido di Caro la formula $H_2S_2O_9$ invece di H_2SO_5 come vorrebbero Baeyer e Villiger. GRASSI.

Meyer Julius. *Intorno alle sostanze radioattive* (pp. 775-776). — Breve cenno sulle ultime ricerche ed ipotesi.

Elbs e Nüblings. *Contributo allo studio di alcuni sali di piombo* (pp. 776-782). — Gli A. proseguono ricerche iniziate da Fischer ed Elbs, intorno allo stesso argomento. Si tratta di formazioni di sali di piombo tetravalenti per via elettrolitica. Il processo consiste nell'impiego di due anodi, uno di piombo e l'altro di carbone. Il primo manda in soluzione ioni $\overset{\cdot\cdot}{Pb}$ ed il secondo li trasforma in ioni $\overset{\cdot\cdot\cdot\cdot}{Pb}$. Gli A. preparano a questa maniera sali doppi di $PbCl_4$ con cloruro di ammonio, di piridina e chinolina, e con i rispettivi bromuri ed ioduri. Grassi.

Bodländer e Köppen. *Contributo alla teoria di un processo tecnico* (pp. 787-794). — È un bel lavoro sulla dissociazione di SO_3 in SO_2 ed O_2. Le misure furono eseguite in apparecchi di quarzo fuso ed il riscaldamento operato a mezzo di un forno ad alta temperatura di Heraeus. Poichè la reazione suona



$$2\,SO_2 + O_2 = 2\,SO_3\,,$$

le misure della dissociazione furono eseguite con metodo manometrico. Dalla variazione della costante di equilibrio con la temperatura si deduce tra 500° e 600° un calore di formazione uguale a 95500 — 30000 calorie, (dai dati di Thomson si avrebbe 25500) Questo lavoro dà un bel contributo alla conoscenza del processo di contatto. Grassi.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

1901, V. XXXVIII, F. 1.

Bose Emil. *Ricerche sulle forze elettromotrici prodotte dai gas semplici* - Parte II (pp. 1-28). — Nella 1ª parte di questo lavoro [1]) l'A. era condotto a concludere che la f. e. m. della pila Grove è maggiore di quanto prima si ammettesse. Nuove esperienze del medesimo genere lo hanno confermato ora in questa conclusione permettendogli anzi di asserire che tale f. e. m. è certamente superiore a 1,1242 volta (nella prima aveva trovato soltanto che doveva superare 1,106 volta).

L'A. si propone ora di trovare con un altro metodo un limite superiore del valore della f. e. m. della coppia Grove. A tale scopo egli comincia col fare scomporre dell'acido solforico diluito tra elettrodi di platino platinato con una corrente poco intensa in confronto alla estensione degli elettrodi (100 cm. quadrati) per un

1) Riassunta in questo giornale, Serie 5, T. 1, p. 233, 1901.

tempo molto lungo, per modo da poter credere che il platino debba essersi saturato di gas. La depolarizzazione di tali elettrodi, se erano stati preparati con le dovute cautele, procedeva con grande lentezza durante varii giorni, dopo i quali le variazioni della f. e. m. divenivano ancora più piccole. Il valore medio in questo periodo quasi stazionario, che era, nelle esperienze più attendibili, di 1,1542 volta, viene assunto dall'A. come il limite superiore cercato.

La media tra i due limiti 1,1242 e 1,1542 cioè 1,1392 deve considerarsi come il valore più approssimato della f. e. m. dell'elemento Grove e comporta così un' incertezza, in più o in meno, non maggiore di 0,0150 volta. Delle 67520 calorie di formazione dell'acqua, se ne possono dunque trasformare in lavoro 52654±693 calorie.

Seguono alcune considerazioni sulla grande lentezza della diffusione dei gas nell' interno della lamina di platino, lentezza che dà la ragione di curiose oscillazioni del valore della differenza di potenziale, durante la depolarizzazione, che corrispondevano alle interruzioni della corrente di carica durante la notte e permette, secondo l'A. di spiegare i valori inferiori trovati da altri per la f. e. m. dell' elemento idrogeno-ossigeno quando, per la troppo breve durata della corrente di carica, gli elettrodi si erano soprasaturati di gas solamente in un sottilissimo strato superficiale.

Per ultimo l'A. parla della presenza all' elettrodo positivo di un perossido d' idrogeno formatosi per l' azione dell' ossigeno sull'acqua e dell' effetto di questo composto che è quello di aumentare il potenziale dell' elettrodo, quando però esso vi si trovi con concentrazione maggiore di quella che gli compete nell'equilibrio $2H_2O + O_2 \rightleftarrows 2H_2O_2$.

Siccome però il perossido di idrogeno comunemente conosciuto è riducente e diminuisce il potenziale dell' elemento idrogeno-ossigeno, l'A. è indotto a pensare che si tratti qui di un perossido diverso che si forma in particolari condizioni e che è probabilmente capace di trasformarsi nel comune perossido a temperatura elevata, alla quale si ha una forte diminuzione del potenziale dell' elettrodo. A. Fiorentino.

Bose Emil und Kochan Hans. *Ricerche sopra le forze elettromotrici prodotte dai gas semplici* - Parte III. - *Esperienze riguardo ad un nuovo elettrodo sensibile alla luce* (pp. 29-55). — Gli Autori, in prosecuzione delle esperienze fatte da uno di loro e descritte nelle parti I e II (cfr. sunto precedente) hanno voluto eseguirne alcune, usando degli elettrodi di sottile foglia di oro purissimo (spessore 0,0127 mm., sup. 16,8 cm^2) in sostituzione

di quelli di platino. Questi elettrodi vennero polarizzati con una corrente dell' intensità media di 0,018 Amp. la quale, per la grande resistenza interna dell' elemento richiedeva una tensione di 110 Volta. Durante la carica venne osservata ai due elettrodi la formazione di particolari depositi sottilissimi attribuibili a disgregazione superficiale del metallo.

Cessata la carica, le misure della f. e. m. di polarizzazione eseguite in varie ore del giorno e della notte dimostrarono ben presto che essa presentava delle diminuzioni periodiche corrispondenti alle ore di maggiore illuminazione.

Questa osservazione è stata il punto di partenza di una serie numerosa di esperienze dirette a investigare l' influenza di varie qualità di luce, esperienze che formano l' oggetto principale della presente nota e delle quali riassumiamo brevemente i risultati colla scorta del riassunto messo dagli A. in fine alla nota stessa.

1° La parte sensibile alla luce è l' elettrodo positivo;

Tra le radiazioni provate, abbassano il potenziale di questo elettrodo

la luce del giorno,
» dell' arco tra elettrodi di carbone,
» » mercurio,
» » » filtrata traverso una soluzione di permanganato di potassa,
» della lampada a magnesio,
» del becco a incandescenza Auer,
la parte violetta dello spettro dell' arco voltaico.

Sono invece quasi inattive

la luce dell'arco di mercurio filtrata traverso un vetro giallo
» dell'arco di carbone e quella del magnesio filtrate traverso vetro verde,
» di fiamma con sali di sodio,
» della fiamma non luminosa di una lampada Bunsen.

Manifestano finalmente un' azione contraria, cioè di aumentare il potenziale

la luce dell'arco voltaico filtrata traverso vetro rosso,
» di mercurio »
» » filtrata traverso un vetro rosso e uno giallo,
» della fiamma con sale di litio,
» dell' arco filtrata traverso soluzione alcoolica di iodio quasi del tutto opaca,
la parte rossa dello spettro dell' arco voltaico.

In complesso, l' effetto delle radiazioni più rifrangibili è di diminuire il potenziale dell' anodo polarizzato di oro, tale effetto va diminuendo quando si procede verso radiazioni di minore rifrangibilità ed è infine sostituito dall' effetto opposto, cioè dall' aumento del detto potenziale, quando si passa a raggi ancor meno rifrangibili.

Le variazioni massime del potenziale, prodotte da variazioni di illuminazione, sono state di circa 0,1 Volta.

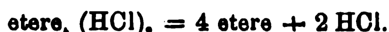
Gli A. hanno anche riconosciuto un' azione prodotta dai raggi Röntgen, del medesimo ordine di grandezza di quella della luce. Essi diminuiscono il potenziale come i raggi più rifrangibili.

A. Fiorentino.

Ferencz Jüttner. *Sui processi chimici nel sistema: etere, acqua, acido cloridrico* (pp. 56-75). — L' autore si propone di vedere se il fenomeno osservato da Schuncke dell' aumentata solubilità dell' etere etilico in acqua in presenza d'acido cloridrico e col contenuto in acido cloridrico, è chimico o, come crede Schuncke, fisico. A tale scopo considera dal punto di vista della legge dell' azione delle masse gl' interessanti risultati sperimentali del lavoro di Schuncke; inoltre eseguisce delle ricerche sperimentali complementari.

In seguito ai suoi studi l' autore afferma che l' acido cloridrico acquoso dà coll' etere etilico un composto salino che per separazione della fase acqua passa in questa.

Dai calcoli fatti secondo la formula di van 't Hoff risulta che il calore di formazione del cloridrato etereo è in cifre rotonde + 13000. Dai calcoli fatti poi in base ai dati sperimentali dello Schuncke, l' autore sarebbe condotto ad ammettere che il composto in questione si formi secondo il seguente rapporto:



$$\text{etere}_4\,(HCl)_2 = 4\ \text{etere} + 2\,HCl.$$

Tale rapporto però non è ben sicuro, per modo che non è possibile la determinazione esatta del coefficiente di spartimento dell' HCl e del cloridrato etereo. E. Spelta.

Ferencz Jüttner. *Sul calcolo dei calori di diluizione colla formula di Kirchhoff* (pp. 76-118). — L'autore sottopone ad una verifica sperimentale la formula di Kirchhoff pel calcolo del calore di diluizione, seguendo un metodo diverso da quelli fin qui usati. A tal fine confronta per numerose sostanze i calori di diluizione calcolati colla formula suddetta, con quelli determinati sperimentalmente. Qui il modo di calcolo adottato devia da quelli

in uso perchè il rapporto di pressione $\frac{P_0}{P}$ [1]) viene ricavato dalle determinazioni dei punti d'ebollizione e di congelamento di soluzioni concentrate, lasciando da parte le misure di tensione di vapore. La maggiore esattezza che l'autore ottiene così procedendo, è talmente piccola che le temperature, cui corrispondono i calori di diluizione calcolati, differiscono di quantità trascurabili dalle temperature per le quali vennero confrontati i valori avuti sperimentalmente. Solo per le soluzioni acquose di KCl e di KNO_3, per cui s'avevano valori molto esatti e completi si potè istituire un esame quantitativo ed aveva una conferma della bontà della formula in questione. Per le soluzioni acquose di KJ, LiCl, $CdCl_2$, CdJ_2, zucchero di canna, destroso (levuloso, mannite), acido nitrico e tartarico, l'autore può dare solo un giudizio qualitativo, non essendo noti i corrispondenti calori di diluizione sperimentali.

Dal lavoro risulta che solo le determinazioni relative a soluzioni concentrate permettono realmente un calcolo approssimativamente quantitativo dei calori di diluizione.

Essendo incompleto per alcune sostanze (saccarosio, destroso, levuloso, acido citrico e tartarico) il materiale empirico necessario al calcolo Jüttner eseguisce numerose determinazioni di punti d'ebollizione di soluzioni a concentrazione molto forte. L'autore ritiene che la formula di Kirchhoff potrà avere piena conferma solo determinando la dipendenza di $\frac{P_0}{P}$ dalla temperatura coll'aiuto del manostato di Smits.

Prima di esporre le sue ricerche l'autore dà uno sguardo storico alla letteratura relativa alla verificazione della formula di Kirchhoff.

E. Spelta.

Batschinski. *Sopra la legge del Maxwell* $K = n^2$ *in relazione colla teoria dell'aggruppamento delle molecole* (pp. 119-121). — Dalla teoria del Maxwell si ha la nota formula

$$u = \frac{K - 1}{K + 2}$$

(K, costante dielettrica; u, rapporto tra lo spazio occupato dalle molecole e il volume apparente) e d'altra parte, dalle esperienze del Landolt, del Brühl e di altri si può dedurre che, per i gas e per i liquidi, vale la legge generale

$$u = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$

1) P_0 è la tensione di vapore del solvente puro sovraraffreddato per la temperatura di congelamento della soluzione; P è la tensione di vapore della soluzione al suo punto di congelamento

(n, indice di rifrazione).

Per quei casi in cui non è $K = n^2$, parrebbe che l'esattezza della 2ª formula escludesse quella della 1ª.

Ma se si considera che, rigorosamente parlando, questa 1ª, invece che riferirsi alla porzione di spazio realmente *occupata* dalla materia, si riferisce a quella porzione nella quale, nello stato di equilibrio, la forza elettrica è zero, sparisce la contraddizione tra le due formule, purchè si ammetta che le particelle dei corpi possano talvolta trovarsi aggruppate in maniera da includere degli spazii vuoti, aumentando così quella parte del volume apparente in cui la forza elettrica è zero.

Il maggior numero dei liquidi in cui $K > n^2$ è formato realmente da quelli (p. es. acqua, alcool, acidi organici) le cui molecole sono indubbiamente aggruppate.

L'A. trova per ultimo la maniera di spiegare come possano esistere alcuni liquidi le cui molecole non sono associate e in cui, ciò non ostante, si ha $K > n^2$, mentre ne esistono altri, aventi una costante dielettrica normale e pei quali, ciò non ostante, è probabile l'esistenza di aggruppamenti molecolari.

A. Fiorentino.

Bredig G. *L'arresto delle catalisi platiniche operato dai veleni* - Risposta al Sig. W. Raudnitz (pp. 122-124). — L'autore respinge l'obbiezione fatta da Raudnitz alla spiegazione ch'egli dà della catalisi dei perossidi e dice non giusta l'asserzione dello stesso Raudnitz che l'azione perturbatrice di certi veleni sulle catalisi dei perossidi non è dovuta a trasformazione subita dal catalizzatore in seguito all'aggiunta del veleno, ma piuttosto ad un'azione del veleno sulla sostanza catalizzata o sui prodotti che se ne formano.

Se prima di aggiungere la sostanza da cimentare si libera il catalizzatore dal veleno che ne paralizzava l'azione catalittica, questa ritorna ed in certi casi anche rinforzata. A questo fatto, contrariamente all'opinione di Raudnitz, si connette secondo il Sig. Bredig un'azione del veleno sul catalizzatore, essendo possibile che il veleno formi col catalizzatore un composto così instabile che, come nel caso dell'acido cianidrico, anche pel semplice passaggio d'una corrente d'aria si decomponga rimettendo in libertà il catalizzatore inalterato.

Contro l'asserzione di Raudnitz stanno parecchi fatti importantissimi quali il rapporto esistente fra l'azione del veleno e la natura del catalizzatore (così vi sono veleni dannosi per alcuni catalizzatori e non per altri) ed il parallelismo fra l'azione del veleno sullo stesso catalizzatore in varie catalisi. E. Spelta.

Hans-Jahn. *Rettifica* (pp. 125-126). — In seguito a discussione epistolare con W. Nernst l'autore viene alla determinazione di conservare inalterata la parte teorica della sua precedente pubblicazione, annullandone invece l'esame sperimentale.

E. Spelta.

Philosophical Magazine. S. 6, Vol. VI, 1903.

Lord **Rayleigh.** *Sul lavoro fatto da forze che agiscono su uno o più punti di un solido elastico* (pp. 385-392). — È una Nota di carattere analitico che non si presta ad un breve riassunto.

Honda K. e **Shimizu** S. *Cambiamento di lunghezza delle sostanze ferromagnetiche per la magnetizzazione a temperature basse ed elevate* (pp. 392-400). — Continuando gli studi già pubblicati, da Honda (*Jour. Sc. Coll.* XIII, 1900) gli A. hanno spinto le ricerche fino alla temperatura dell'aria liquida, e a temperature superiori a quella del punto critico del ferro. I resultati, molto complessi, son rappresentati graficamente pei diversi corpi studiati.

Farr C. C. *Sull' interpretazione dei sismogrammi di Milne* (pp. 401-403). — L'A. mostra che dalle misure fatte sui sismogrammi del Milne, ottenuti col pendolo orizzontale, non si possono avere indicazioni esatte sui moti della crosta terrestre.

Cooke. *Radiazione penetrante, dalla superficie terrestre* (pp. 403-411). — Un elettroscopio a foglie d'oro con isolamento a solfo, ha mostrato una dispersione assai minore di quella ordinaria, allorchè è circondato da pareti di piombo. L'effetto di tal protezione cresce al crescere dello spessore del piombo, fino ad uno spessore di 2 pollici; al di là resta costante fino a 40 cm., che è lo spessore massimo adoperato dall'A. Anche il ferro e l'acqua hanno comportamento analogo a quello del piombo. Questo fatto si è verificato anche in locali ove non sono mai stati portati corpi radioattivi.

Con questo metodo l'A. ha potuto quindi costatare che ovunque è presente una radiazione molto penetrante, alla quale si deve circa il 30 °/₀ della ionizzazione che si osserva nell'aria nelle condizioni ordinarie, e che forse emana dalla sostanza radioattiva sparsa nella crosta terrestre e nell'atmosfera.

Tutti i materiali esaminati, metalli e minerali diversi, emettono una radiazione non molto penetrante, cui è probabilmente dovuta la dispersione che si ha quando l'elettroscopio è circondato da schermi metallici; tale attività è molto piccola per l'ottone.

Ives J. E. *La legge del condensatore nel rocchetto d' induzione* (pp. 411-417). — Uno studio sperimentale, fatto variando convenientemente le diverse quantità che influiscono sulla scarica, ha mostrato all'A. che la capacità ottima del condensatore:

1) dipende dal segno del contatto col quale si effettua l'interruzione;

2) è proporzionale a una potenza > 2 e < 3 dell' intensità della corrente primaria;

3) dipende dalle resistenze dei reofori che riuniscono il condensatore all' interruttore;

4) è una funzione dell' induttanza del primario, ma per grandi induttanze ne diviene indipendente.

Morrow J. *Su uno strumento per misurare la contrazione laterale delle sbarre e sulla determinazione del rapporto di Poisson* (pp. 417-424).

Cook S. R. *Sulla distribuzione della pressione attorno a sfere situate in un fluido viscoso* (pp. 424-436). — È uno studio teorico e sperimentale, che non si presta ad esser brevemente riassunto.

Lord Kelvin. *Sulla teoria elettroeterea della velocità della luce nei gas, nei liquidi e nei solidi* (pp. 437-442). — Secondo questa teoria ogni elettrione in un atomo monoelettrionico, ed ogni gruppo di due, tre o più elettrioni negli atomi polielettrionici, rappresenta un vibratore che, in una sorgente di luce, riceve energia dai suoi urti con altri atomi e l' irraggia in onde che si propagano nell' etere circostante. In questa Nota, che è tratta dalla sua XX lettura all' Università di Baltimora, l'A. si occupa soltanto di trovare l' effetto che la presenza di vibratori elettrionici nell' etere esercita sulla velocità della luce che l'attraversa.

Cremieu V. e Pender H. *Sull' effetto magnetico della convezione elettrica* (pp. 442-464). — V. *N. Cim.* (5), 6, p. 268.

Walker G. W. *Sulla teoria della refrazione nei gas* (pp. 464-492). — Nella prima teoria di Lorentz e in quella più generale del Voigt si suppone che la molecola possa ritenersi come l' insieme di un numero maggiore o minore di doppietti elettrici, capaci di vibrare in un numero definito di periodi, che corrispondono alle linee spettrali, e i periodi dovrebbero essere indipendenti dalla temperatura.

Ma tali ipotesi non spiegano tutti i fatti conosciuti, e l'A. propone quindi e svolge una nuova teoria, secondo la quale il moto delle molecole non è indipendente dalla temperatura. In tal modo egli ottiene una spiegazione delle relazioni fra refrazione e costante dielettrica, e mostra che la dispersione dipende dalla temperatura e non dal periodo di vibrazione. Ma non è possibile riassumere brevemente i calcoli dell'A.

RAMSAY W. e STEELE B. D. *La densità del vapore di alcuni composti del carbonio: tentativo di determinare i loro esatti pesi molecolari* (pp. 492-518). — Il metodo seguito nella misura della densità dei vapori è quello di Gay-Lussac alquanto modificato. Scopo degli A. era di determinare i pesi molecolari di un certo numero di sostanze contenenti vari elementi; ma i resultati ottenuti con alcuni composti di carbonio, idrogeno e ossigeno sono così notevoli, che hanno creduto opportuno anticiparne la pubblicazione. Secondo gli A., cioè, le densità di certi composti calcolate per una pressione zero non sono proporzionali ai loro pesi molecolari dedotti dai pesi atomici degli elementi che contengono. Ciò può derivare da una o più di queste circostanze: 1) I prodotti adoperati non sono puri; 2) il metodo sperimentale non è capace di dare esattezza sufficiente; 3) l'ipotesi di Avogadro può non essere applicabile ai vapori per una delle seguenti ragioni: *a)* i vapori aderiscono al vetro e aumentano la loro densità apparente: *b)* i vapori posson contenere gruppi molecolari complessi; *c)* i pesi atomici degli elementi possono cambiare, a seconda dei rapporti fra i numeri di atomi che costituiscono la molecola.

Gli A. descrivono minutamente il metodo seguito e le cure prese per assicurare la purezza dei prodotti adoperati, affinchè sia possibile riscontrare quale delle ora dette ipotesi possa esser la più plausibile; ma non è possibile riassumere brevemente questo lungo lavoro.

BUCKINGAM E. *Modificazione all'esperienza Joule-Thomson* (pp. 518-521). — Invece di fare avvenire il passaggio adiabatico del gas attraverso il tampone di ovatta, l'A. propone di farlo avvenire isotermicamente, collocando nel tampone una spirale di platino percorsa da una corrente, la cui intensità sia regolata in modo che la temperatura nei due scompartimenti resti la stessa durante il passaggio del gas.

BLAKESLEY T. H. *Lenti di un sol pezzo* (pp. 521-524). — È uno studio delle proprietà delle lenti di grosso spessore, formate da un cilindro terminato da due superficie sferiche.

SOWTER R. J. *Sull' aberrazione astigmatica* (pp. 524-528). — Questa Nota ha per scopo di fornire una spiegazione semplice di alcuni dei fenomeni d'ombra osservati da S. O. Thompson nelle sue ricerche sperimentali sull' aberrazione delle lenti.

CHARTRES R. *Nota sulla deviazione minima del prisma* (p. 529).

BENNET T. L. *Id.* (p. 697). — Il Chartres indica una relazione semplice per la refrazione nel prisma, dalla quale si dedurrebbe la condizione della deviazione minima; ma il Bennet fa osservare che la condizione $n =$ cost. ammessa implicitamente dal Chartres non si può ritener vera.

BURBURY S. H. *Nota alla teoria di Jeans sui gas* (pp. 529-535).

JEANS J. H. *Sulla teoria cinetica dei gas* (pp. 720-722). — Il Burbury fa alcune importanti osservazioni alla nuova teoria dei gas proposta dal Jeans (*N. Cim.* (5), 5, p. 441), cui questi replica brevemente.

WALKER W. *Sull' allargamento dissimetrico delle linee spettrali* (pp. 536-540). — Per spiegare l' allargamento delle righe spettrali, pel quale non è sufficiente il solo principio di Doppler, l'A. propone di tener conto della presenza degli elettroni negativi, e mostra come essi servano a modificare la luce, in maniera che la parte diffusa da tali particelle ha una lunghezza d' onda maggiore di quella originale.

LYLE T. R. *Nota preliminare sopra un analizzatore e un registratore delle onde* (pp. 549-559). — L'A. descrive un apparecchio che serve a tracciare (o direttamente o fotograficamente) per mezzo di una deviazione galvanometrica i valori istantanei di una f. e. m., di una corrente o di un flusso magnetico oscillante, ad ogni punto della curva — e ad ottenere anhe le componenti del moto ondulatorio.

ALLEN H. S. *Effetto degli errori nel tracciamento dei reticoli di diffrazione* (pp. 559-562). — È la continuazione di una Nota sullo stesso soggetto, pubblicata nel 1902 (*N. Cim.* (5), 4, p. 227).

ADAMS E. P. *Radioattività dell'acqua* (pp. 563-569). — L'acqua di Cambridge esaminata dall'A. ha proprietà radioattive, in tutto analoghe a quelle che son comunicate all'acqua distillata da una piccolissima quantità di radio che vi sia disciolta. L'emanazione che si svolge da tale acqua provoca la radioattività indotta sui corpi elettrizzati, più su quelli negativi che su quelli positivi. Però tali proprietà sembrano comunicate a quell' acqua, non già da radio disciolto, ma da sostanze radioattive emananti in vicinanza delle sue sorgenti.

PETAVEL J. E. *Nota preliminare sull' effetto della pressione sopra gli spettri dell' arco elettrico* (pp. 569-577). — Determinatovi da alcune osservazioni fatte sull' azione di pressioni elevate sopra le reazioni chimiche che avvengono nei forni elettrici, l'A. ha studiato lo spettro dell' arco voltaico che si forma fra elettrodi di carbone o di ferro o di rame entro recipienti ove la pressione poteva esser portata a 450 atm. In generale gli archi mantenevano inalterato il carattere generale del loro spettro a qualunque pressione; ma qualche riga o banda veniva invertita o cambiata. Per i particolari, vedasi la Nota originale.

WOOD R. W. *Inversioni fotografiche nelle fotografie degli spettri* (pp. 577-587). — In seguito all' ipotesi proposta dal Trow-

bridge (*N. Cim.* (5), 5, p. 300) della reversibilità selettiva dei sali d'argento per certe lunghezze d'onda, l'A. ha intrapreso lo studio delle condizioni in cui tale tendenza all'inversione può ritenersi funzione della lunghezza d'onda.

Per far ciò egli enumera i tipi conosciuti d'inversione, che sono:

1) L'inversione ordinaria, per una sovraesposizione che dura 3 o 4 volte quella ordinaria;

2) L'inversione che si ha quando si sviluppa alla piena luce della lampada, con un'esposizione più o meno maggiore della normale;

3) Quella che si presenta allorchè una lastra che ha avuto un'esposizione normale, o inferiore alla normale, si espone alla luce per un minuto o due prima del bagno d'iposolfito. Questa si presentò spesso all'A. in alcune fotografie di spettri, specialmente nelle parti vicine agli orli, dove l'impressione era stata molto debole;

4) L'effetto Clayden, di cui si occupa particolarmente questa Nota. Esso si ha quando la lastra è esposta alla luce per un tempo brevissimo ($^{1}|_{1000}$ di secondo o meno) e poi è velata per esposizione alla luce diffusa. Hanno origine di qui le fotografie dei così detti lampi neri.

5) L'azione della luce istantanea può essere imitata trattando la lastra, dopo averne esposta una porzione a una luce debole per pochi secondi, con un bagno ossidante di bicromato di potassio e di acido nitrico.

L'A. ha studiato l'influenza che sul fenomeno di Clayden possono avere la durata, l'intensità e la lunghezza d'onda della luce istantanea (urto luminoso) e di quella che produce la successiva velatura. Egli trova che se l'urto è troppo intenso, non si ha mai inversione, e ciò contradice quanto resulterebbe dalle osservazioni del Trowbridge (*N. Cim.* (5), 5, p. 300) il quale, ottenendo l'inversione quando una scintilla molto viva cadeva sopra un fondo illuminato uniformemente, riteneva che l'azione provocante l'inversione fosse proporzionale al prodotto dei due effetti.

Sull'inversione sembra però che la lunghezza d'onda della luce non abbia influenza, sia per la luce che produce l'urto luminoso, che per quella che dà poi la velatura. Hanno invece importanza la durata e l'intensità delle due luci, tanto che se la velatura si fa con luce discretamente intensa ma di corta durata, l'immagine di una scintilla non s'inverte; con luce meno intensa di maggior durata, l'immagine del lampo è invisibile, e diminuendo ancora l'intensità ma aumentandone la durata il lampo s'inverte.

Quanto alla durata dell' urto luminoso, sembra che per ottenere l' effetto Clayden essa non debba superare $^1|_{1000}$ di secondo.

L'A. ha poi studiato l' azione dei raggi X sulle lastre esposte alla luce di una scintilla; ed ha trovato che essi impediscono che l' inversione sia prodotta dalla esposizione successiva alla luce diffusa. Anche esponendo contemporaneamente la lastra alla luce di una candela e ai raggi X, questi impediscono che la luce ordinaria determini l' inversione.

Studiando anche l' effetto della pressione e dei raggi Becquerel, l'A. trova che disponendo i diversi stimoli in questo ordine: pressione, raggi X, urto luminoso, luce diffusa di una lampada, l' azione di uno di essi può essere invertita da uno dei successivi, ma non da uno che lo preceda in quella serie. Coi raggi Becquerel l' azione non è ben definita, nè è stato possibile assegnar loro un posto nella serie suddetta.

STRUTT R. J. *Esperienza per mostrare la perdita di elettricità negativa dal radio* (pp. 588-589). — Un tubetto di vetro contenente piccola quantità di sostanza radioattiva è sospeso con un filo di quarzo entro un palloncino di vetro, e porta in fondo due foglioline d' oro. Il tubetto è spalmato di acido fosforico, che lo rende conduttore, e sulle pareti interne del palloncino, di fronte alle foglie d' oro sono incollate due strisce di stagnola che si pongono in comunicazione col suolo. Finchè entro il palloncino vi è dell'aria, per la conduttività che ad essa è conferita dal radio, le foglie non divergono; ma estraendo tutta l'aria, la divergenza comincia a manifestarsi, e le foglie arrivano a toccare la stagnola. Allora esse si scaricano, ma il solito processo si ripete successivamente.

SIMPSON G. C. *Sull' elettrizzazione per assorbimento di ioni, e sulla sua relazione con la carica permanente negativa della terra* (pp. 589-598). — Secondo la teoria di Elster e Geitel, ora generalmente accettata, la carica negativa permanente della terra sarebbe dovuta ad un assorbimento degli ioni, che si trovano continuamente nell' atmosfera, e tale carica sarebbe analoga a quella che secondo Zeleny acquista un conduttore isolato che sia immerso nell' aria röntgenizzata. Secondo Wilson sarebbe però necessario il vento, per asportare gli ioni positivi, e secondo Riecke si dovrebbe ritenere che il coefficiente di assorbimento per gli ioni negativi fosse maggiore che per quelli positivi.

Però, mentre secondo Zeleny un conduttore su cui scorre l' aria röntgenizzata si carica negativamente, secondo Villari si caricherebbe invece positivamente.

Ora l'A. ha potuto costatare che facendo effluire l' aria röntgenizzata attraverso un tubo composto di quattro porzioni: la

prima di 10 cm. di vetro, la seconda di 5 cm. di metallo, la terza di 20 cm. di vetro e l'ultima di 5 cm. di metallo, la prima porzione metallica si carica negativamente, e l'ultima invece positivamente. Ciò spiega i resultati diversi di Zeleny e di Villari, ed è dovuto alla maggior mobilità degli ioni negativi in confronto di quelli positivi, come è stato trovato, oltre che da Zeleny e Townsend, anche da altri esperimenti dell'A. Ma in tutti questi casi l'aria ionizzata era trasportata in regioni ove si potesse liberamente diffondere nell'aria neutra. Nell'atmosfera invece tale trasporto non si verifica, e si deve ritenere che l'ionizzazione naturale sia dovuta a qualche sostanza radioattiva contenuta nell'aria, e perciò nessuno dei casi sopra accennati può direttamente applicarsi ai problemi dell'elettricità atmosferica.

È stato inoltre osservato dall'A. che un filo metallico isolato, circondato da un tubo metallico in comunicazione col suolo, lasciato per molto tempo a sè diviene elettrizzato, e il potenziale che acquista tanto pel valore che pel segno dipende dalla natura dei metalli formanti il filo e il tubo. Tali potenziali son quelli stessi che misurano l'effetto Volta, talchè un metallo immerso nell'aria è nelle stesse condizioni di un elettrodo di una pila.

Queste osservazioni, mentre non contradicono assolutamente la teoria di Elster e Geitel, mostrano però che il processo di elettrizzazione da essi supposto non è confermato dall'esperienza.

Townsend J. S. *La genesi degli ioni pel moto di ioni positivi in un gas, e teoria del potenziale esplosivo* (pp. 598-618). — Quando la luce ultravioletta cade su una lastra negativa posta alla distanza a da una lastra positiva, un certo numero n_0 di ioni negativi son messi in libertà, i quali ne producono altri coi loro urti. Quando a è piccolo, il numero totale $n_0 e^{\alpha a}$, di ioni negativi che così vengono a raggiungere la lastra positiva è quello stesso che con l'esperienza si viene a trovare misurando la conduttività acquistata dal gas interposto fra le due lastre; ma per distanze un po' grandi l'esperienza dimostra che il numero di ioni che realmente raggiungono la lastra positiva è assai maggiore. L'A. ritiene che ciò derivi dal fatto che anche gli ioni positivi producano altri ioni con gli urti contro le molecole gazose. E con un calcolo semplice, egli trova che il numero totale di ioni deve essere

$$n = \frac{n_0 (\alpha - \beta) e^{(\alpha-\beta)a}}{\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)a}} .$$

In queste espressioni α rappresenta il numero di ioni, sia positivi che negativi, che son prodotti da un ione negativo che si

muove lungo 1 cm. nel gas, e β il numero corrispondente per un ione positivo.

Le misure fatte dall'A. dànno resultati pienamente concordanti con questa teoria.

Le esperienze fatte in diversi gas hanno poi mostrato all'A. che il numero degli ioni positivi che son prodotti nell' idrogeno è maggiore di quello che, a parità di condizioni, è prodotto nell'aria; e ciò porta a ritenere che gli ioni positivi derivanti dalla rottura delle molecole dell' idrogeno abbiano massa minore di quelli ottenuti dall' aria.

Se nella formula precedente si fa il denominatore uguale a zero, cui corrisponde per n un valore infinito, si trova la distanza a' fra le lastre per la quale, nelle date condizioni di caduta di potenziale e di pressione, si ha una scarica continua. Si ha cioè

$a' = \frac{\log \frac{\alpha}{\beta}}{\alpha - \beta}$; e pel caso di un gradiente del potenziale uguale a 350 volt./cm. e per una pressione di 1 mm. dai valori di α e di β trovati per l' aria l'A. deduce $a' = 1,13$ cm.

Le scintille che si ottengono senza la luce dell'azione ultravioletta possono essere dovute al piccolo numero di ioni che, secondo Elster e Geitel, e Wilson, son sempre presenti nell' aria, e che, se il potenziale è sufficientemente alto, posson dare origine a nuovi ioni con i loro urti contro le molecole gasose.

Campbell N. R. *Alcune esperienze sulla scarica elettrica fra una punta e un piano* (pp. 618-627). — L'A. ha determinato il valore dell' espansione che bisogna produrre nel vapor acqueo perchè la scarica elettrica vi produca la nebbia. La scarica avveniva in un palloncino di vetro fra una punta metallica e l' acqua, ed entro il palloncino si introducevano successivamente diversi gas. Fu trovato che, eccetto con l' elio, l' espansione doveva essere la stessa per tutti i gas, e qualunque fosse il metallo formante la punta. L'apparecchio era campionato mediante la condensazione prodotta con i raggi X o col radio. I resultati trovati furono i seguenti: 1) La scarica da una punta in un gas in cui non si presentano reazioni chimiche, non produce nuclei più grandi degli ioni negativi. La corrente è quindi trasportata interamente dagli ioni, e non da particelle più grosse, appartenenti al gas o agli elettrodi. 2) Da una punta non si può ottenere una scarica, in cui gli ioni positivi esistano non accompagnati da ioni negativi.

Nell' elio l' espansione basta che raggiunga un valore più piccolo che per l' aria, e da questo valore si può dedurre anche il rapporto fra i calori specifici dell' elio = 1,66.

KUENEN J. P. *Sulla solubilità mutua dei liquidi* (pp. 637-653). — È una continuazione di ricerche anteriori sull' influenza della pressione e d' altre cause sulla solubilità reciproca di diversi idrocarburi (*N. Cim.* (4), 11, pag. 382).

JOLY C. J. *Metodo per stabilire il principio del calcolo dei quaternioni* (pp. 653-654). — Sono alcune definizioni che servono a stabilire in modo facile la proprietà associativa dei quaternioni.

MC. CLUNG R. K. *Relazione fra la velocità della ricombinazione degli ioni nell' aria e la temperatura* (pp. 655-666). — Dalle esperienze dell'A. resulta che la legge $\frac{dn}{dt} = - \alpha n^2$ che regola secondo il Rutherford la ricombinazione degli ioni nell' aria, vale per qualunque temperatura compresa fra 15° e 300° C. Peraltro, l' aumento della temperatura determina un aumento notevole nel coefficiente α di ricombinazione, e la relazione fra α e la temperatura è molto complessa.

McF. ORR W. *L' impossibilità delle vibrazioni non smorzate in un dielettrico illimitato* (pp. 667-673). — L'A. fa alcune osservazioni ad un lavoro di Macdonald sulle « Onde elettriche », facendo rilevare l' impossibilità di vibrazioni non smorzate in un dielettrico infinito.

THOMSON J. J. *Le proprietà magnetiche di un sistema di corpuscoli che descrivono orbite circolari* (pp. 673-693). — In questa importante Nota l'A. discute i seguenti problemi: 1) Il campo dovuto a particelle elettrizzate negativamente situate a distanze uguali sopra una circonferenza e che ruotano in un piano con velocità costante attorno al centro. 2) L' effetto di un campo magnetico esterno sul moto e sul periodo di vibrazione di un tal sistema. Questi problemi si presentano allorchè si voglion considerare gli atomi chimici come formati da un grande numero di particelle elettrizzate negative che ruotano attorno al centro di una sfera ripiena di elettricità positiva.

Non è peraltro possibile riassumere brevemente questa importante trattazione.

WILLIAMS W. E. *Influenza della tensione e della temperatura sul cambiamento magnetico della resistenza nel ferro, nel nichel e nell'acciaio al nichel* (pp. 693-697). — Eseguendo delle esperienze in campi magnetici fino a 800 C. G. S. l'A. ha trovato che nel nichel l' effetto della tensione è di diminuire la variazione della rèsistenza per campi deboli e di aumentarla per campi forti. Pel ferro le variazioni di resistenza son minori che nel nichel.

Nella platinite (acciaio al nichel) la tensione diminuisce la variazione di resistenza per tutti i campi.

La temperatura influisce poco sulle variazioni di resistenza del nichel, e un po' più su quella del ferro e della platinite.

Runge C. *Relazioni fra gli spettri e i pesi atomici* (pp. 698-701). — A proposito della Nota del Watt (cfr. *N. Cim.* (5), 6, 138) l'A. fa osservare che le relazioni che servirono ad assegnare al peso atomico del radio il valore 224,9 non sono applicate convenientemente; perchè a seconda che si parte da un doppietto o da un altro, si può assegnare al radio il peso atomico che più piace. È invece la legge di Precht e Runge, che cioè i logaritmi dei pesi atomici sono una funzione lineare delle differenze fra i periodi di oscillazione delle righe dei doppietti analoghi, che può portare al valore esatto del peso atomico. Pel radio con questa regola si trova 258 (Cfr. *N. Cim.* (5), 5, p. 434).

Lord Blythswood e Allen H. S. *Radiazione del radio ed elettricità per contatto* (pp. 701-707). — Quando l'aria contenuta fra due lastre metalliche diverse, isolate, è sottoposta all'influenza di una sostanza radioattiva, tali lastre acquistano una differenza di potenziale, che è dello stesso ordine di grandezza di quella che acquisterebbero congiungendo i due metalli con una goccia d'acqua.

Gli A. descrivono le misure di tale differenza di potenziale per diversi metalli, alcune delle quali furono eseguite anche nel vuoto.

Stroud W. e Oates J. H. *Sull'applicazione delle correnti alternate alla calibrazione delle cassette di capacità e al confronto di capacità e induttanze* (pp. 707-720). — Col metodo descritto dagli A., che si fonda sull'uso di uno speciale elettrodinamometro, si possono rilevare capacità di 0,3 microfaraday e induttanze di 0,05 millihenry.

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

RELAZIONI FRA L' INDICE DI RIFRAZIONE E LA DENSITÀ DELL' ARIA.

Ricerche di LUIGI MAGRI [1]).

1) Già da molto tempo sono state istituite ricerche, sia sperimentali che teoriche, con lo scopo di stabilire una relazione che colleghi tra loro l' indice di rifrazione di un dato corpo con la sua densità, quando questa si faccia variare in un modo qualunque.

Delle principali formule proposte a tal uopo, non hanno alcun vero fondamento teorico, nè la

$$\frac{n^2 - 1}{d} = \text{costante}, \tag{1}$$

che deriverebbe direttamente dalla teoria dell' emissione, nè la

$$\frac{n - 1}{d} = \text{costante}, \tag{2}$$

data empiricamente prima dal Beer e in seguito da Gladstone e Dale, quantunque si sia tentato di darne di poi, — ricorrendo a ipotesi arbitrarie, — una spiegazione anche con la teoria delle ondulazioni luminose.

La

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\,\frac{1}{d} = \text{costante} \tag{3}$$

a cui pervennero contemporaneamente per vie affatto diverse L. Lorenz [2]) e H. A. Lorentz [3]), può dirsi che abbia la sua base nella teoria elettromagnetica della luce.

Lo studio della rifrazione dei gas, i quali possono facilmente subire notevoli variazioni di densità, è quello che offre

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Pisa diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Wied. Ann. 11, p. 70, 1880.
3) Wied. Ann. 9, p. 641, 1880.

maggior agio a ricerche sperimentali su questo argomento; e gli studi fatti in questo senso sono numerosi e importanti.

I metodi usati si possono ridurre a due:

Il primo fu proposto dal Borda, ed è fondato sulla misura della deviazione di un raggio di luce che attraversi un prisma cavo riempito del gas in istudio. Con esso furono eseguite le ben note esperienze di Biot e Arago, di Dulong, di Le Roux e recentemente il bello studio di Kayser e Runge [1]).

L' altro metodo, che fu per i gas proposto per la prima volta da Arago, è quello interferenziale e in queste ricerche ha dato i risultati migliori.

Di un tal metodo si sono serviti il Fizeau, il Jamin, il Ketteler, e di poi il Mascart [2]), il Lorentz [3]) il Prytz [4]), e, per tacere degli altri, ultimamente il Perreau [5]).

Ma le prime esperienze esatte ed alquanto estese sull' argomento sono quelle del Mascart [6]). Egli osservando le frangie del Talbot in uno spettro assai disperso, poteva studiare contemporaneamente l' indice di rifrazione del gas e la sua dispersione. Fece variare la temperatura fra 0 e 40° C. e la pressione fino a 6 metri di mercurio e studiò numerosi gas. Trovò che, quando la densità varia per effetto della pressione (eccezion fatta per l' ossido d' azoto e per l' ossido di carbonio) il valore della (2), prendendo per d il valore dato dalla formula

$$d = \mathrm{A\,H}\,(1 + \mathrm{BH}),$$

dove A e B sono costanti, resta sensibilmente costante, a meno di piccole divergenze che egli attribuì a errori d' osservazione. Mantenendo invece costante la pressione (a circa 1 m. di mercurio) e facendo variare la temperatura egli trovò che il valore n al crescere di t va diminuendo più rapidamente di quanto porti la relazione

$$(n - 1)(1 + \alpha\, t) = n_0 - 1.$$

1) Wied. Ann. t. 50, p. 298, 1893.
2) Ann. de l' Éc. Norm. Sup. (2), t. 6, p. 9, 1877.
3) L. c.
4) Wied. Ann. 11, p. 104, 1880.
5) Ann. de Chimie et de phys. (6), t. 7, p. 289, 1896.
6) L. c. confronta anche C. R. t. 78, p. 617, (1874) e C. R. t. 86, p. 321 e 1182.

Risultati questi ultimi affatto contrari a quanto aveva prima trovato il von Lang [1]) misurando direttamente la rifrazione che si verifica facendo passare un raggio luminoso da aria più calda ad aria più fredda.

In seguito il Benoît [2]), a cui per lo studio del coefficiente di dilatazione e per la comparazione dei regoli metrici con metodi ottici, era necessaria, la conoscenza esatta della dipendenza dell'indice di rifrazione dell'aria dalla sua temperatura, riprese questo studio con l'apparato di Fizeau, montato appunto per la determinazione dei coefficienti di dilatazione termica, e credette di dimostrare che tra 0° e 80° C. l'aria segue esattamente la legge di Gladstone. Recentemente il Walker [3]) ha ripreso questo studio, sempre col metodo interferenziale, estendendo le sue misure su gas diversi e fra limiti di temperatura compresi fra 0° e 90° C., trovando che l'aria e l'idrogeno si comportano in tal maniera, che il valore $n^2 - 1$ diminuisce col crescere della temperatura meno di quanto voglia la legge teorica, mentre l'anidride carbonica e l'anidride solforosa hanno un comportamento opposto.

Nel frattempo altri fisici seguitarono a occuparsi della questione. Le misure fatte dal Lorenz, dal Prytz (l. c.) e dal Bleekrode [4]) non solo su gas, ma anche su vapori e liquidi, per vedere se uno stesso corpo nei vari stati presenta indici di rifrazione i cui valori verifichino meglio la $\frac{n-1}{d} = \text{cost.}$ o la $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{cost.}$, mostrano che nessuna delle due citate relazioni si trova esattamente verificata dalla esperienza, ma che la seconda è quella che dà in generale risultati più concordanti con quelli sperimentali.

Chappuis e Rivière [5]), sempre col metodo interferenziale, ripresero in esame la dipendenza dell'indice di rifrazione di un gas dalla sua temperatura e dalla pressione, studiando l'aria

1) Pogg. Ann. 153, p. 448, 1874.
2) Journ. de Phys., t. 8, p. 451, 1889.
3) Phil. Trans., 201, 435, 1903.
4) Journ. de Phys. 2.a s. t. 4, p. 109, 1885.
5) Ann. de Chim. et de Phys. (6), 14, p. 5, 1888.

a pressioni che raggiunsero le 20 atm. a 21° C., l'anidride carbonica pure a 21° C. e fino a 29 atm., e il cianogeno da 0° a 35° C. e a pressioni fra 1 e 4 atm.

Essi misurarono la pressione per mezzo di un manometro ad aria libera, e calcolarono la densità d per l'aria con la formula di van der Waals, determinando le costanti in base ai dati di Regnault, per l'anidride carbonica con la formula del Clausius adoprando le costanti calcolate dal Sarrau [1]), e per il cianogeno con la formula:

$$d = c\mathrm{H}\,(1 + \alpha\,\mathrm{H} + \beta\,\mathrm{H}^2).$$

Essi trovarono la $\frac{n-1}{d}$ = cost. verificata sempre entro i limiti degli errori d'osservazione.

Ultimamente il Gale [2]) ha ripreso lo studio della rifrazione dell'aria al variare della pressione misurando l'indice col metodo interferenziale, per mezzo di un rifrattometro Jamin un poco modificato. Egli per la determinazione della densità del gas si è servito di un apparecchio ingegnoso, che in sostanza consiste in un piccolo recipiente di acciaio, molto robusto e di volume ben noto, il quale dopo essere stato riempito col gas in istudio, alla temperatura e alla pressione a cui si esperimenta, può essere messo in comunicazione con un altro recipiente di vetro di dimensioni molto maggiori, dove il gas, prima racchiuso nel vasetto, si lascia espandere fino ad una pressione poco diversa dall'atmosferica che si può misurare con precisione. In tal modo riesce molto facile determinare quale sia la massa del gas, che nelle condizioni dell'esperienza occupava il volume ben noto del piccolo recipiente ad alta pressione.

Egli ha sperimentato, con luce monocromatica di una sola lunghezza d'onda, fino a pressione di 19 atm. circa, ed ha trovato che la legge di Gladstone è verificata.

Queste, tralasciando molte determinazioni isolate sull'indice di rifrazione dei gas, dei vapori e dei loro liquidi, sono le principali ricerche sperimentali sull'argomento. Da esse si può in-

1) C. R., vol. 94, p. 718, (1882).
2) Phys. Rew., 14, p. 1, (1902).

tanto concludere che per ciò che riguarda le variazioni della densità per effetto della temperatura i risultati ottenuti dai vari sperimentatori sono in disaccordo tra loro, e per quello che si riferisce all' effetto della pressione le ricerche sono state eseguite tra limiti così ristretti da non poter nemmeno rilevare una sensibile divergenza tra i risultati delle tre formule menzionate.

2) Come si vede uno studio esteso su tale argomento offre grande interesse, e sui gas e sui vapori necessitano ancora determinazioni sistematiche dell'indice di rifrazione ad alte e a basse temperature, a pressioni elevate, e specialmente in vicinanza dei cambiamenti di stato. Queste determinazioni sperimentali potrebbero portare il loro contributo all'estensione di ricerche teoriche su questo argomento, quali quelle recentemente intraprese dal Voigt [1]) e dal Walker [2]) stesso.

Avendo io da qualche anno cominciato un largo studio della rifrazione dei gas in funzione della loro densità, credo utile pubblicare intanto i risultati che ho ottenuto determinando la rifrazione dell' aria alle diverse pressioni, tanto più che le esperienze eseguite facendo variare la pressione appaiono ora come le più interessanti.

3) Fine dunque delle presenti ricerche è quello di studiare le variazioni dell' indice di rifrazione dell'aria col cambiare della sua densità per effetto della pressione.

Mi sono quindi prefisso di disporre le esperienze in modo da poter misurare le variazioni dell' indice e della densità col grado di precisione conveniente.

Per quello che riguarda la misura degli indici il metodo interferenziale è certo il più adatto, ed è di questo appunto che io mi sono servito.

Per la misura della densità ho dapprima fatto uso di manometri ad aria compressa, che però in seguito ho dovuto abbandonare perchè è molto difficile ottenere con essi misure

1) Wied. Ann., 67, p. 345, (1899).
2) Phil. Mag., (6), vol. 6, p. 464, (1903).

così precise come occorrono in queste ricerche. Ho trovato invece molto comoda e molto opportuna la disposizione ideata dal Gale (l. c.).

Descriverò brevemente l'una e l'altra parte dell'apparato.

Misura degli indici.

4) Ho fatto montare nell'officina di questo Istituto di Fisica un rifrattometro Jamin con la disposizione ordinaria, ma avendo cura speciale della stabilità. Tanto gli specchi del rifrattometro quanto il vasetto nel quale si doveva comprimere il gas, erano assicurati su fortissimi sostegni di ghisa, scorrevoli sopra un prisma pure di ghisa a sezione triangolare, accuratamente piallato.

Gli specchi del rifrattometro avevano uno spessore di cm. 2,5, talchè davano i due fasci interferenti separati di circa 2 cm. tra di loro.

Sul cammino di questi due fasci era posto il vasetto contenente l'aria compressa.

Nelle presenti determinazioni ho usato due di tali vasetti, di differente lunghezza i quali hanno la forma rappresentata nella fig. 1. In un quadrello d'acciaio di circa 3 cm. di lato è stato praticato un foro *ff* di 1 cm. di diametro, nel quale mediante la tubulatura laterale *l* si fa penetrare l' aria compressa. Gli estremi di questo foro sono chiusi a perfetta tenuta da due tappi a vite, in cui sono masticiati con glu marino due tronchi conici di flint, terminati da faccie piane e parallele. Il diametro della faccia minore di questi coni è di 1 cm., la lunghezza di ciascuno è di cm. 1,5 circa.

Il tutto è a perfetta tenuta, e le guarnizioni tra i tappi e i vasetti sono in ebanite.

Per compensare il ritardo che questi tappi di flint producono sul raggio interferente che attraversa il vasetto, a lato di essi su di una faccia del prisma ho posto altri due dadetti D D' pure di flint dello stesso spessore e dello stesso indice di rifrazione.

Per avere la temperatura del vasetto, e quindi anche quella dell'aria in esso contenuta, è praticato in *o* un foro che per-

mette d'introdurre un termometro nell' interno del pezzo di acciaio.

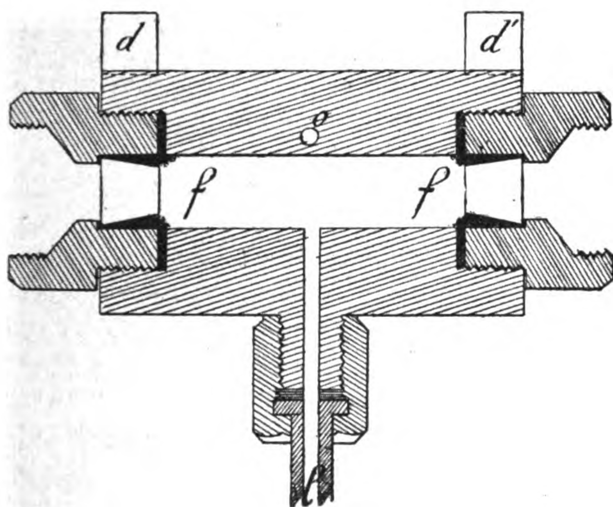


Fig. 1.

Ecco le dimensioni esatte che hanno i due vasetti alla temperatura di 15° C.

Vasetto N. 1.

Lunghezza della camera d'aria	cm.	0,6691
Spessore complessivo dei due tappi	»	2,9902

Vasetto N. 2.

Lunghezza della camera d'aria	cm.	1,7852
Spessore complessivo dei tappi .	»	2,9902

Per potere, con questo metodo, eseguire con esattezza le misure delle variazioni che subisce l' indice di rifrazione dei gas, bisogna che i recipienti sperimentali soddisfino a queste condizioni.

1° Di poter sopportare a perfetta tenuta le pressioni a cui dovranno essere sottoposti.

2° Che le faccie dei due tappi di flint, oltre ad essere accuratamente lavorate, sieno e si mantengano tutte e quattro parallele fra loro.

3° Che non subiscano deformazioni per effetto della pressione, o almeno che queste deformazioni sieno molto piccole e tali da potersi facilmente introdurre nei calcoli come elementi di correzione.

I vasetti adoperati soddisfacevano bene alle prime due condizioni, per ciò che riguarda la terza, ecco quali possono essere le deformazioni subite dal vasetto.

Il gas compresso allontana tra di loro i due tappi a vite ed aumenta, in conseguenza dello schiacciamento la densità dei coni di flint, ciò che ha per effetto:

1° di aumentare la profondità della camera d'aria;

2° di abbreviare il percorso del raggio interferente nel flint;

3° di aumentare l'indice di rifrazione del flint stesso.

Ho misurato l'allungamento dei vasetti nel modo seguente.

Sulla parte anteriore dei tappi a vite ho fatto praticare una impanatura nella quale avvitavo una lastra di ottone, P, come quella disegnata nella fig. 2, munita di un foro centrale su cui scorreva liberamente un cilindretto C, pure di ottone.

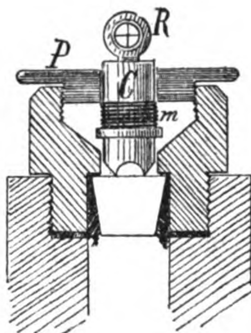


Fig. 2.

Questo ad un estremo era stato scavato, come mostra il disegno, in modo da presentare un orlo circolare ben piano, che potesse posare perfettamente sulla faccia del tappo T sulla quale veniva mantenuto in contatto dalla molla a spirale *m*.

Tale cilindro C portava nella parte superiore un reticolo di fili di ragno, i quali si incrociavano sul suo asse.

Il foro praticato nella piastra P era tale che il cilindretto C potesse scorrervi liberamente appoggiando solo sul tappo T.

Per fare la misura dell' allungamento ponevo il vasetto su di un solido sostegno al lato di una ottima macchina a dividere il cui carruccio portava un microscopio munito di oculare micrometrico; puntato il reticolo di fili di ragno quando il vasetto non conteneva aria compressa, riempivo il vasetto stesso con aria a 200 atm. e misuravo col micrometro oculare di quanto si era spostato il reticolo. Tutto ciò era fatto da ambedue le parti del vasetto.

Ecco quali sono stati gli allungamenti notati a 200 atmosfere :

Vasetto N. 1 . . .	cm.	0,0009
Vasetto N. 2 . . .	»	0,0009

Queste piccole variazioni di lunghezza sono, come si vede, uguali per tutti e due i vasetti, quantunque essi siano di differenti dimensioni. Ciò perchè l' effetto della pressione è per la massima parte dovuto a spostamenti che subiscono i tappi nella loro impanatura.

Non potendo con metodi diretti misurare la compressione dei flint e il loro aumento d'indice ho determinata per altra via questo importante elemento di correzione, misurando gli indici dell' aria con i due vasetti di diversa lunghezza, già descritti, che differivano solo per la lunghezza della camera d'aria. I tappi coi flint erano invece gli stessi e si potevano avvitare sia all'uno che all' altro a seconda del bisogno. Così che le variazioni del ritardo prodotte nei due vasetti dai tappi di flint erano esattamente le stesse per gli stessi valori della pressione.

Premesso ciò se con e, e' indichiamo le due lunghezze delle camere d' aria nei due recipienti sperimentali, se f, f' sono i numeri di frangie passate, se λ è, nel vuoto, la lunghezza d' onda della luce adoperata, indicando con n il valore vero dell'indice dell'aria compressa, con n' quello dell'aria ambiente,

avremo rispettivamente dalle due misure fatte nelle medesime condizioni,

$$n = n' + \frac{f\lambda}{e + \Delta} \quad \text{e} \quad n = n' + \frac{f'\lambda}{e' + \Delta};$$

dove Δ rappresenta la correzione da apportarsi alla lunghezza del vasetto. Da queste formule si deduce

$$\Delta = \frac{e'f - ef'}{f' - f}.$$

Nel nostro caso non occorre aggiungere altri termini di correzione al valore di e e di e', perchè l'allungamento reale delle due camere, come è risultato dalle misure dirette sopra riferite, è lo stesso e quindi rientra nel valore di Δ.

I valori di Δ così ottenuti, che vedremo fra poco, si trovano in perfetto accordo con quelli che vengon dati da un calcolo approssimato, mettendo in conto la compressibilità del flint e ammettendo che i tappi, così come sono masticiati nelle loro sedi per mezzo di glumarino, che è elastico, si comprimano come se fossero tutti immersi nell'aria. Questo calcolo mostra pure che, come è evidente, il valore di Δ per la massima parte è dovuto all' aumento dell' indice di rifrazione del flint in piccolissima parte all' aumento di lunghezza della camera d' aria.

Misura delle densità.

5) L'apparecchio per la misura della densità dell' aria è, come ho detto, simile a quello del Gale: solo ho dovuto costruirlo in maniera che potesse servire ad alte pressioni.

Consiste in un cilindro di acciaio di 20 cm. circa di lunghezza, di 3 cm. di diametro nel cui interno (fig. 3) è stata praticata una incameratura c, pure cilindrica, di circa 9 cm. di lunghezza e di 0,5 cm. di diametro. Essa termina ai due estremi in due piccoli fori che possono essere chiusi a perfetta tenuta dai due maschi dei rubinetti $r\,r'$. Il rubinetto r toglie o stabilisce la comunicazione tra la incameratura c e il recipiente nel quale è il gas compresso di cui si vuol determinare la

densità; il rubinetto r' può togliere o stabilire la comunica-

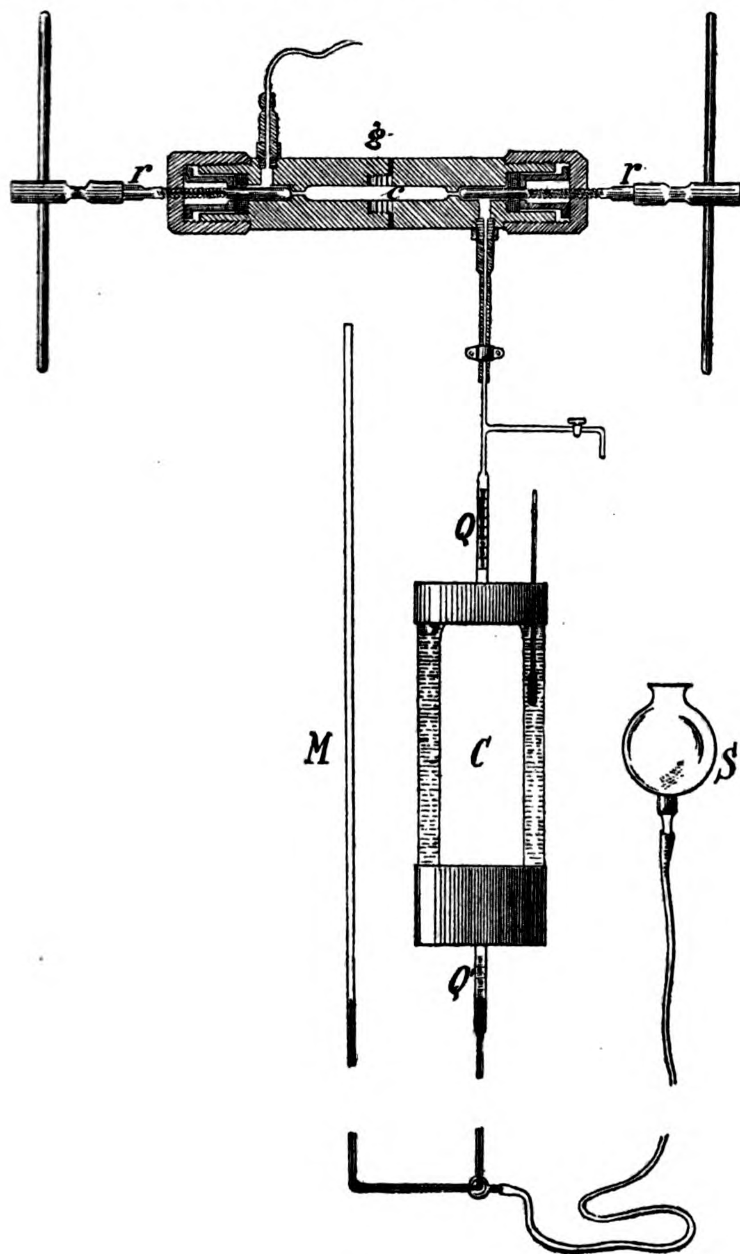


Fig. 8.

zione col recipiente di vetro C. Per necessità di costruzione questa parte in acciaio fu fatta di due pezzi che si possono riunire a vite tra loro, come mostra la figura.

La tenuta perfetta era assicurata da una sottile guarnizione di ebanite *g*.

Il recipiente C nel quale si espandeva il gas contenuto nella incameratura *c* era un tubo cilindrico molto robusto, della lunghezza di circa 50 cm., del diametro di circa 6 cm. Fu scelto di questa forma dopo varî tentativi eseguiti su diversi palloni di vetro che per variazione di pressione anche di una sola atmosfera subivano notevoli cambiamenti di volume, data l'irregolarità delle loro pareti. Gli aumenti della capacità di questo cilindro erano invece assolutamente trascurabili, anche per pressioni di 1 metro di mercurio; erano cioè minori di $\frac{0,5}{10000}$ del volume totale. Si prestava dunque benissimo al suo ufficio di camera di espansione.

Al cilindro stesso erano saldate alla fiamma due tubulature di vetro Q Q' di circa 1 cm. di diametro interno e divise per un certo tratto. La tubulatura superiore era unita al densimetro per mezzo di un giunto simile a quelli di Regnault e portava un rubinetto in vetro, per mezzo del quale si poteva fare sfuggire l'aria contenuta in C, o si poteva eseguirvi una rarefazione opportuna. La tubulatura inferiore (che era lunga circa 80 cm.) era unita a un rubinetto a tre vie che stabiliva a piacere le comunicazioni tra questa camera C, il serbatoio di mercurio S e il tubo manometrico M, il quale era stato scelto dello stesso diametro della tubulatura Q'.

Il serbatoio S poi era sorretto da un pezzo scorrevole verticalmente, munito di un movimento a vite per i piccoli spostamenti.

Il cilindro C alla sua volta era immerso in un bagno d'acqua nel quale pescava un termometro.

Il blocco d'acciaio infine era circondato da un manicotto in ferro, pieno di mercurio. In questo mercurio era immerso un secondo termometro.

Ecco come si eseguiva una misura.

Si chiudeva il rubinetto r' e si apriva il rubinetto r, in modo che la camera c si riempisse dell'aria alla pressione di quella contenuta nel vasetto sperimentale. Intanto si ponevano in comunicazione tra loro la tubulatura Q, la canna barometrica M e il serbatoio di mercurio S, mediante l'apposito rubinetto a tre vie.

Si spostava poi il serbatoio S fino a che il mercurio in Q' arrivasse a una determinata divisione, che per tutto il corso delle esperienze fu sempre la stessa. Con un ottimo catetometro di Noé, il cui nonio dava il cinquantesimo di mm., si leggeva la differenza di livello tra il mercurio in Q' e in M. Questo dislivello, aggiunto o tolto alla pressione barometrica, dava la pressione h dell'aria che si trovava in C prima di immettervi quella di c.

Fatto ciò si chiudeva il rubinetto r, e si apriva lentamente r'; indi si aspettava che si fosse stabilito l'equilibrio di pressione fra C e c, dopo di che si tornava a spostare il serbatoio S, fino a quando il mercurio in Q' non fosse arrivato alla stessa divisione di prima.

Allorchè l'equilibrio era bene stabilito, si leggeva il nuovo dislivello di mercurio; il quale, aggiunto alla pressione atmosferica, dava il valore della pressione H dell'aria contenuta nelle camere C e c.

Ora, si supponga per semplicità che C e c sieno alla stessa temperatura, e che sieno V e v i loro volumi: se assumiamo come 1 la densità dell'aria a 0° e a 76 cm., avremo che la densità x dell'aria compressa in c sarà data dalla relazione

$$x = \frac{V+v}{v} \cdot \frac{1}{76(1+\alpha t)} H - \frac{V}{v} \cdot \frac{1}{76(1+\alpha t)} h \, .$$

Gli elementi da determinarsi saranno dunque:

il volume v,

il volume V,

le due pressioni h e H,

la temperatura di C e quella di c.

Dirò subito come siano stati determinati ciascuno di questi elementi.

a) *Misura di v*. Ho eseguito questa misura pesando la quantità di mercurio necessario per riempire completamente a 0° la camera *c*. Per ottenere la necessaria precisione, ho avvitata l'una contro l'altra le due parti del densimetro stringendole il più fortemente che mi fosse possibile e ripetendo l'operazione molte volte, a intervalli di tempo assai lunghi, in maniera da essere sicuro che la guarnizione di ebanite avesse fatto il suo cedimento. Allora ho segnato due tratti in perfetta corrispondenza sulle due parti del densimetro che si trovavano a contatto; così che mi era possibile aprirlo e richiuderlo, con sicurezza che il volume di *c* non avesse per nulla cambiato, osservando se i segni si trovavano ancora in perfetta corrispondenza tra di loro. Quando il densimetro era in queste condizioni lo riempivo di mercurio; disponendolo verticalmente, e congiungendo il rubinetto superiore a una buona pompa pneumatica e l'inferiore a una canna di vetro di circa 80 cm. di lunghezza, comunicante per mezzo di un tubo di gomma con un serbatoio di mercurio. Quando il vuoto era spinto al massimo possibile, si sollevava un poco il serbatoio contenente il mercurio, e la camera del densimetro si riempiva completamente.

Tutto quanto il blocco d'acciaio era immerso nel ghiaccio, dove si lasciava pieno di mercurio per più di mezz'ora. Dopo di che si chiudevano i due rubinetti, si toglieva il tutto dal ghiaccio e si allontanavano un poco le due parti del densimetro perchè il mercurio si dilatasse liberamente. Quando il tutto aveva ripreso la temperatura ambiente si separavano i due pezzi, si raccoglieva con estrema cura il mercurio che era solo quello contenuto nella camera *c*, e si pesava.

Quest'operazione fu ripetuta tre volte. Ecco i resultati delle tre pesate:

gr.	73,3239
»	73,3437
»	73,3348
media	73,3341

che corrisponde a un volume di

cc. 5,39384 a 0°.

Per avere il volume alle varie temperature ho adottato come coefficiente di dilatazione cubica di questo blocco il valore 0,0000333.

Ho voluto per di più assicurarmi che il densimetro non subisse deformazioni sotto pressione.

Sono assolutamente da escludersi le deformazioni *permanenti*, che non potrebbero essere dovute ad altro che a movimenti nelle impanature delle viti. Infatti nella misura degli allungamenti dei vasetti del rifrattometro sopra riferiti non ho mai notato nessuno di questi spostamenti stabili, benchè osservassi i movimenti di un reticolo di fili di ragno con un microscopio che aveva un ingrandimento di 60 diametri. Più difficilmente dunque potrebbero avvenire in questo densimetro la cui unica vite si può serrare anche più fortemente di quello che si possa fare per le viti dei tappi dei vasetti. Per osservare le deformazioni elastiche ho unito al foro di sfuggita di uno dei rubinetti del densimetro, per es. r, un cannello capillare graduato, ho riempito di mercurio al modo solito la camera del densimetro stesso e parte del cannello capillare, quindi ho chiuso questo rubinetto r ed attraverso all' altro r' ho cacciato nella camera del densimetro stesso mercurio alla pressione di 200 atmosfere. Ho quindi chiuso r' ed ho riaperto r, in maniera che il mercurio compresso si espandesse e il recipiente di acciaio, se avesse subito deformazioni elastiche, ritornando alla pressione ordinaria, ricacciasse nel cannello graduato una quantità di mercurio corrispondente al suo aumento di volume; aumento che si poteva leggere sulla graduazione del cannello capillare, riportando il maschio di r alla posizione di chiusura. Però le misure hanno sempre dato una variazione di volume di cc. 0,004 che è all' incirca uguale all'aumento di volume dovuto alla compressione del mercurio, calcolata secondo i dati di Amagat. Una correzione dunque per l' espansibilità del vasetto sarebbe stata assolutamente illusoria.

Possiamo quindi accettare senz' altro con ogni fiducia il valore di v così come ci è stato dato dalla misura diretta, a

meno ben s' intende, degli aumenti dovuti alla dilatazione termica. Come coefficiente di dilatazione cubica ho adottato il valore 0,0000333.

b) ***Misura di*** V. La determinazione del volume della camera cilindrica compreso fra i due tratti graduati Q Q' (vedi fig. 3) non offrì alcuna difficoltà, e fu fatta nel modo solito pesando il mercurio in essa contenuto ad una determinata temperatura. Per maggior comodità e precisione tale misura venne eseguita prima di collocare la camera al suo posto, saldando alla tubulatura Q il rubinetto di vetro, che terminava in punta assai affilata. Questo rubinetto serviva ottimamente a riempire il cilindro per aspirazione nel vuoto, e dava modo di togliere il mercurio o del tutto o fino a quel punto della graduazione ché si fosse ritenuto il più opportuno.

I due tratti graduati dei tubi Q e Q' comprendono ciascuno 70 mm. Il volume a 10°,5 C, della camera di espansione dalla divisione 70 superiore, alla 70 inferiore risultò di

cc. 904,42.

Furono anche calibrati i tratti graduati dei tubi Q e Q' e si ebbe pel volume di ogni divisione

di Q cc. 0,0748

di Q' cc. 0,0770.

La calibrazione di questi tratti divisi mi diede modo di determinare con facilità il volume dei tubi di congiunzione tra Q e il blocco di acciaio, misurando a mezzo del tubo manometrico M le pressioni a cui andava soggetta una certa quantità di aria asciutta, racchiusa appunto fra Q e il rubinetto *r*, e della quale facevo variare il volume di quantità che potevo conoscere per mezzo della graduazione di Q.

Questo volume, a 10°,5 risultò di

cc. 14,10

dal tratto 70 di Q al rubinetto *r*.

Ho già detto che tutte le volte che si eseguiva una misura della densità dell' aria compressa, si riportava il mercu-

rio in Q' alla stessa divisione, così che il volume totale della camera di espansione da r a questo tratto risultò

$$V = \text{cc. } 921{,}60 \text{ a } 10^{\circ}.$$

Questo è il valore, che debitamente corretto per la temperatura, entra nei calcoli.

Come coefficiente di dilatazione cubica del vetro adottai il valore 0,00002649.

c) *Determinazione di* H *e di* h. Per la conoscenza di H e di h occorreva misurare la pressione atmosferica, i dislivelli di mercurio fra Q' e il tubo manometrico M e le temperature del mercurio e del catetometro per le opportune correzioni.

Il barometro da me usato era un ottimo Fortin, recentemente riempito con ogni cura. La scala di questo barometro fu da me confrontata con quella del catetometro Noé, che mi ha servito in tutte le esperienze. Quest' ultima era utilizzabile in tutta la sua lunghezza, di m. 1,10, ed essendo d'argento adottai come suo coefficiente di dilatazione il valore 0,00001882.

Il cannocchiale del catetometro inoltre era ben luminoso e aveva sufficiente profondità di fuoco, così che i menischi si leggevano senza difficoltà.

Non avendo trovato fra la temperatura del mercurio nei tubi Q ed M e quella della camera C differenze che potessero influire sulla precisione della misura, ho sempre adottato come temperatura del primo quella spettante alla seconda.

Per la medesima ragione ho attribuito lo stesso valore anche alla temperatura del catetometro.

d) *Misura delle temperature in* C, *nel blocco di acciaio, e nel vasetto del rifrattometro.* — Per la misura di queste tre temperature, che bisognava conoscere con molta precisione, ho adoperato tre buoni termometri, uno di Baudin e due di Golaz.

Essi, come era prevedibile, non si trovavano quasi mai esattamente alla stessa temperatura, ma differivano sempre di quantità che di rado hanno raggiunto un grado. Le variazioni di temperatura erano molto lente, come si può vedere osservando una tabella qualunque (ciascuna di tali serie richiedeva

non meno di quattro ore). Così che si può essere sicuri che i termometri abbiano segnato la temperatura vera dell'aria compressa contenuta nei vari apparecchi.

Nella formula stabilita per il valore di x, ho supposto che la camera di espansione e il blocco del densimetro avessero la medesima temperatura, ciò non essendo guardiamo quale importanza possano avere le piccole differenze notate. Misurando x nel modo sopra detto, in sostanza non facciamo altro che racchiudere in c una certa quantità d'aria che ha una densità dipendente dalla sua massa e dal volume v che essa occupa, e lasciarla espandere nella camera C, dove se ne misura il volume ad una temperatura nota e ad una pressione nota.

Se quindi nella formula

$$x = \frac{V + v}{v} \frac{1}{76(1 + \alpha t)} H - \frac{V}{v} \frac{1}{76(1 + \alpha t)} h$$

poniamo per t il valore letto al termometro di C, abbiamo x *alla temperatura del blocco di acciaio* a meno di un errore nel valore di v, dipendente dal coefficiente di dilatazione dell'acciaio, e quindi per differenze inferiori a un grado, assolutamente trascurabile, e a meno di un'altro errore, pure trascurabile, che si commette nella valutazione del volume $V+v$ dell'aria a espansione avvenuta, per il fatto che la piccola porzione di gas restata in c è a temperatura poco diversa da quella molto maggiore che è in C.

Così che possiamo senz'altro dire che x è il valore della densità dell'aria nel blocco d'acciaio del densimetro la cui temperatura è t'

Ma il vasetto del rifrattometro ha invece una temperatura t''; dovremo quindi per avere il valore della densità dell'aria nel vasetto del rifrattometro (che è quella che ci interessa conoscere) dedurla dal valore di x con la formula solita

$$D = x\,\{1 - \beta\,(t' - t'')\}.$$

Questa correzione è assai importante.

Il valore di β varia notevolmente con la pressione. Per pressioni fino a 13 metri di mercurio ho adottato i valori dati

dal Regnault, per pressioni superiori mi sono servito dei dati ottenuti da Amagat [1]).

Andamento delle esperienze.

6) Ecco come era disposto l' insieme degli apparecchi.

Un fascio di luce uscente da una fiamma di sodio o da un arco a mercurio nel vuoto, dopo di avere attraversato una lente convergente, veniva a cadere sul primo specchio del rifrattometro, dove si divideva in due fasci, che dopo avere attraversato il vasetto e subìte le riflessioni sul secondo specchio si riunivano daccapo in uno solo, dando luogo alle frangie di interferenza. Queste potevano essere comodamente osservate per mezzo di un cannocchiale.

Il vasetto e il densimetro erano riuniti con tubi di rame fra loro e con un robusto recipiente di acciaio della capacità di circa tre litri, il cui ufficio era quello di rendere lente e regolari le variazioni di pressione quando si introduceva o quando si lasciava sfuggire l'aria compressa. Ciò che si poteva eseguire con tutta comodità per mezzo di due rubinetti a portata di mano di chi osservava le frangie di interferenza.

Il tutto era disposto su di un solido banco di marmo.

L'aria, aspirata attraverso ad un vaso con calce spenta perchè potesse liberarsi dall' anidride carbonica, veniva compressa ad oltre 200 atm. in un grosso recipiente, da cui veniva condotta agli apparecchi facendole attraversare una torre con potassa caustica, dove si asciugava perfettamente e dove perdeva le ultime traccie di anidride carbonica.

Le esperienze procedevano nel modo seguente:

Dopo di avere più volte riempito di aria asciutta i varî apparecchi, chiudevo il rubinetto dell' aria compressa e aprivo quello che stabiliva la comunicazione con l' atmosfera. Quando ero certo che si fosse stabilito l' equilibrio di temperatura e di pressione aggiustavo il cannocchiale e il rifrattometro in maniera che il reticolo fosse sul mezzo di una frangia nera. Fatto questo, chiudevo anche il rubinetto che metteva la co-

1) Ann. de Chim. et de Phys. serie 6., t. 29, p. 68, 1893.

municazione con l'aria esterna, leggevo la temperatura nel vasetto e la pressione barometrica. Indi cominciavo a far entrare l'aria a pressione, regolando l'apposito rubinetto in maniera che le frangie passassero lentamente davanti al reticolo del cannocchiale: — ne facevo passare sempre uno stesso numero, poche più di 50 col vasetto piccolo e di 150 con quello più grande — dopo di che chiudevo il rubinetto. In generale le frangie tornavano da principio un poco indietro, finchè la temperatura e la pressione non si stabilissero in perfetto equilibrio, ciò che succedeva dopo qualche minuto primo. Passato questo tempo, siccome l'apparato era in buone condizioni di tenuta, le frangie restavano assolutamente fisse: il numero di esse valutato a questo punto, è quello che si trova nelle tabelle dei risultati.

A questo punto un altro osservatore chiudeva il rubinetto che metteva in comunicazione il densimetro col resto dell'apparato ed eseguiva la determinazione della densità. Dopo di che ricominciavo a far entrare l'aria compressa contando al solito 50 o 150 frangie e seguitando la numerazione. Durante questo periodo l'altro osservatore riapriva lentamente il rubinetto del densimetro, così che anche questo si riempiva d'aria senza turbare l'andamento delle frangie.

Tutte queste esperienze sono state fatte per pressioni crescenti, tranne qualcuna, che ho voluto ripetere anche per pressioni calanti con lo scopo di assicurarmi se il numero di frangie ritornasse quello trovato antecedentemente. Ciò che si è sempre verificato.

Eseguendo le esperienze in questa maniera non riusciva difficile arrivare a contare anche 1600 o 1800 frangie senza troppa fatica e con affidamento di non aver commesso errori.

Ogni lettura richiedeva almeno venti minuti.

Ad ogni esperienza si leggevano le temperature e si misurava la pressione barometrica.

Ho eseguito le prime esperienze con luce di sodio, migliori risultati ho però ottenuto con la luce dell'arco a mercurio nel vuoto, di cui avevo per mezzo dei soliti schermi, separata la radiazione verde $\lambda = 5461$.

Risultati.

7) Riporterò soltanto i resultati ottenuti usando luce di lunghezza d' onda $\lambda = 0^{\mu},5461$.

Le tabelle I a IV si riferiscono alle misure eseguite col vasetto piccolo, le tabelle V a XII, a quelle eseguite con il vasetto più grande.

Oltre alle temperature del vasetto, della camera d'aria e del blocco del densimetro, ho riportati anche i valori delle pressioni H e h che entrano nel calcolo della densità D, il numero di frangie passate e il valore K della relazione

$$K = \frac{f}{D - d_i} \cdot \frac{1}{e + \Delta} = C \frac{n-1}{d},$$

nella quale d_i è la densità dell' aria nel vasetto, nelle condizioni iniziali, e è al solito lo spessore della camera d' aria del vasetto stesso, Δ la correzione di cui ho parlato, C una costante.

Non ho creduto necessario riportare nelle tabelle le singole determinazioni della pressione barometrica: ho solo riferito i limiti entro i quali ha oscillato.

Δ fu calcolato, nel modo sopra detto, in base ai risultati delle tabelle I a XII. Riporto qui alcuni dei suoi valori:

Pressione	Δ
16	0,0065
30	0,0067
59	0,0082
74	0,0090
88	0,0109
117	0,0113
145	0,0142
188	0,0160

Nelle tabelle XIII e XIV ho posto le medie dei risultati precedenti, e per queste medie ho calcolato i valori di n e quelli delle espressioni C $\frac{n-1}{d}$, $\frac{n^2-1}{d}$ ed $\frac{n^2+1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}$.

Come ho detto, n è dato dalla formola

$$n = n' + \frac{f\lambda}{e + \Delta},$$

in cui $\lambda = 0^{\mu},54623$ ed n' (indice dell'aria nelle condizioni dell'ambiente) vien calcolato in base al valore 1,0002929 che, secondo Kayser e Runge, spetta per questa radiazione all'indice dell'aria asciutta a 0° e a 76 cm.

Nelle tabelle stesse si trovano i valori approssimati della pressione in atmosfere, dedotti dalle esperienze di Amagat.

TABELLA I.

Pressione barometrica da 76,782 a 76,741.

Temperat. del vasetto	f	h	H	Temperat. del densim.	Temperat. della camera di espans.	D	K
13°,4	100,5	76,775	89,524	14°,0	13°,4	28,50	5,402
13,0	150,1	76,784	95,799	14,2	13,4	42,06	5,397
13,5	200,1	76,793	102,124	14,2	13,6	55,67	5,401
13,6	250,3	76,787	108,420	14,3	13,8	69,24	5,407
13,6	300,1	76,767	114,540	14,4	13,8	82,50	5,413
13,7	350,1	76,770	120,855	14,4	13,9	96,06	5,413
13,8	400,3	56,200	106,716	14,4	14,0	109,61	5,415
13,8	450,4	51,654	108,481	14,5	14,0	123,20	5,399
13,9	500,6	55,607	118,664	14,5	14,1	136,60	5,402

TABELLA II.

Pressione barometrica da 76,418 a 76,378.

Temperat. del vasetto	f	h	H	Temperat. del densim.	Temperat. della camera di espans.	D	K
14°,4	50,0	76,418	82,860	14°,8	14°,3	14,81	5,340
14,4	100,1	76,408	89,224	15,0	14,4	28,54	5,371
14,4	150,4	76,408	95,586	15,2	14,7	42,23	5,383
14,4	200,3	76,403	101,884	15,2	14,7	55,77	5,400
14,5	250,4	76,398	108,162	15,3	14,8	69,29	5,403
14,5	300,3	76,393	114,444	15,3	14,9	82,79	5,396
14,5	350,3	76,388	120,690	15,4	15,0	96,32	5,400
14,6	400,4	76,393	126,935	15,4	15,0	109,66	5,413
14,6	450,5	48,964	105,951	15,3	15,1	123,05	5,406
14,6	500,0	51,608	114,757	15,4	15,2	136,34	5,405
14,6	550,3	49,572	118,934	15,4	15,2	149,67	5,404
14,6	650,3	38,036	119,841	15,6	15,2	176,42	5,409
14,6	669,0	38,942	122,967	15,6	15,4	181,08	5,421

TABELLA III.

Pressione barometrica da 75,869 a 75,914.

14°,9	50,6	75,869	82,368	15°,5	14°,8	14,91	5,365
15,0	100,3	75,869	88,700	15,6	15,0	28,51	5,385
15,0	150,0	75,874	94,996	15,7	15,1	42,02	5,396
15,0	200,3	75,879	101,344	15,8	15,2	55,65	5,406
15,0	250,3	75,874	107,630	15,8	15,3	69,14	5,413
15,0	300,2	75,879	113,912	15,8	15,4	82,60	5,407
15,1	350,6	75,884	120,231	15,8	15,4	96,13	5,417
15,1	400,3	75,889	126,438	16,0	15,5	109,50	5,420
15,1	450,4	52,206	109,158	16,0	15,6	122,91	5,411
15,1	500,3	54,395	117,437	16,0	15,7	135,97	5,423
15,1	550,4	54,218	123,512	16,0	15,7	149,38	5,416
15,1	600,5	42,531	118,163	16,0	15,8	162,75	5,417
15,1	650,4	41,695	123,562	16,0	15,8	176,11	5,420
15,2	700,4	36,520	124,619	16,0	15,9	189,31	

TABELLA IV.

Pressione barometrica da 76,030 a 76,025.

Temperat. del vasetto	f	h	H	Temperat. del densim.	Temperat. della camera di espans.	D	K
14°,5	50,0	76,030	82,469	15°,0	14°,3	14,81	5,340
14,5	150,7	76,025	95,197	15,4	14,7	42,21	5,397
14,5	200,5	76,025	101,494	15,5	14,8	55,79	5,398
14,6	250,3	76,020	107,741	15,7	14,9	69,29	5,401
14,6	300,5	76,020	114,019	15,7	15,1	82,72	5,404
14,6	350,6	76,010	120,234	15,7	15,1	96,13	5,415
14,6	400,3	50,127	100,719	15,7	15,2	109,48	5,421
14,7	450,7	57,462	114,348	15,7	15,3	123,02	5,410
14,7	500,0	60,298	123,162	15,7	15,3	135,91	5,422
14,7	551,4	57,326	126,606	15,6	15,4	149,54	5,420
14,7	601,0	48,997	124,479	15,6	15,4	162,77	5,421

TABELLA V.

Pressione barometrica da 76,469 a 76,500.

14°,8	151,1	76,469	83,814	15°,0	14°,7	16,70	5,358
14,9	300,6	76,468	91,007	15,3	14,9	32,13	5,378
14,9	450,7	76,483	98,193	15,5	15,0	47,51	5,400
15,0	600,7	76,487	105,392	15,6	15,2	62,91	5,405
15,1	750,8	76,502	112,574	15,7	15,2	78,25	5,409
15,1	900,4	76,511	119,722	15,8	15,4	93,56	5,413
15,2	1050,6	76,500	126,882	15,8	15,5	108,88	5,417

TABELLA VI.

Pressione barometrica da 76,452 a 76,461.

15°,6	150,6	76,452	83,776	15°,7	15°,4	16,64	5,361
15,6	300,3	76,442	90,973	16,1	15,6	32,08	5,381
15,6	450,4	76,437	98,162	16,3	15,7	47,52	5,395
15,6	600,3	76,432	105,364	16,4	15,8	62,97	5,396
15,6	750,3	76,437	112,525	16,4	15,8	78,32	5,401
15,7	900,4	76,416	119,676	16,4	16,0	93,60	5,411
15,7	1050,0	76,436	126,808	16,3	16,0	108,92	5,412
15,7	1200,0	63,553	121,204	16,4	16,1	124,23	5,413
15,8	1350,4	47,888	112,834	16,4	16,1	139,58	5,414

TABELLA VII.

Pressione barometrica da 75,627 a 75,569.

Temperat. del vasetto	f	h	H	Temperat. del densim.	Temperat. della camera di espans.	D	K
17°,0	151,0	75,627	83,010	17°,6	17°,0	16,68	5,355
17,0	300,4	75,627	90,186	17,8	17,2	31,99	5,395
17,1	450,4	75,621	97,424	18,0	17,2	47,46	5,400
17,1	600,4	75,581	104,610	18,0	17,4	62,84	5,419
17,2	750,6	75,570	111,837	18,0	17,4	78,26	5,406
17,2	900,8	75,555	119,039	18,0	17,6	93,60	5,412
17,3	1050,9	75,569	126,340	18,0	17,6	109,08	5,408
17,3	1200,0	57,859	115,919	18,0	17,6	124,39	5,405

TABELLA VIII.

Pressione barometrica da 75,612 a 75,638.

16°,3	150,9	75,612	82,971	16°,5	16°,3	16,65	5,362
16,3	300,7	75,611	90,207	16,8	16,4	32,12	5,378
16,5	600,4	75,619	104,648	17,1	16,6	62,74	5,415
16,6	750,7	75,628	111,810	17,2	16,7	78,20	5,410
16,7	900,8	75,632	119,019	17,4	16,8	93,61	5,411
16,7	1050,7	75,626	126,180	17,4	16,9	108,88	5,417
16,7	1200,4	60,339	118,201	17,6	17,0	124,36	5,408
16,8	1350,7	51,865	116,053	17,6	17,1	139,59	5,414
16,9	1500,5	55,757	127,998	17,6	17,2	154,78	5,415

TABELLA IX.

Pressione barometrica da 75,627 a 75,762.

16°,8	150,8	75,627	83,006	17°,2	16°,8	16,68	5,344
16,9	300,5	75,655	90,329	17,5	17,0	32,21	5,357
17,0	450,8	75,669	97,531	17,7	17,1	47,57	5,391
17,0	600,4	75,688	104,774	17,8	17,2	62,99	5,393
17,1	750,3	75,717	112,044	17,7	17,3	78,35	5,396
17,1	900,4	75,721	119,181	17,9	17,4	93,61	5,408
17,2	1050,4	75,762	126,435	18,3	17,6	109,06	5,402

TABELLA X.

Pressione barometrica da 75,724 a 75,681.

Temperat. del vasetto	f	h	H	Temperat. del densim.	Temperat. della camera di espans.	D	K
17°,0	150,7	75,724	83,097	17°,8	17°,1	16,68	5,344
17,1	300,6	75,708	90,321	17,9	17,2	32,12	5,376
17,1	450,8	75,708	97,555	18,0	17,1	47,56	5,393
17,2	600,7	75,707	104,732	18,3	17,3	62,89	5,405
17,2	750,9	75,707	111,956	18,5	17,3	78,39	5,399
17,3	900,8	75,706	119,170	18,4	17,4	93,70	5,406
17,3	1051,1	75,701	126,403	18,2	17,4	109,01	5,412
17,3	1200,1	57,103	115,137	18,1	17,4	124,34	5,408
17,3	1351,3	58,832	123,997	18,3	17,4	139,63	5,415

TABELLA XI.

Pressione barometrica da 75,577 a 75,494

16°,0	300,0	75,577	90,135	16°,6	16°,1	32,07	5,374
16,1	450,2	75,560	97,399	17,0	16,3	47,66	5,374
16,2	600,0	75,538	104,603	17,2	16,5	63,10	5,381
16,4	750,0	75,507	111,725	17,4	16,6	78,40	5,391
16,5	900,1	75,507	118,921	17,5	16,6	93,84	5,394
16,5	1050,0	75,531	126,143	17,6	16,8	109,18	5,398
16,6	1200,3	57,720	115,632	17,6	16,8	124,57	5,399
16,6	1350,0	50,912	115,914	17,8	16,9	139,74	5,405
16,7	1500,4	51,872	124,006	17,8	16,9	154,93	5,411
16,7	1650,3	44,135	123,388	17,8	17,0	170,02	5,420

TABELLA XII.

Pressione barometrica da 75,478 a 75,457.

16°,4	151,0	75,478	82,863	16°,7	16°,4	16,70	5,348
16,5	301,0	75,473	90,087	17,0	16,5	32,15	5,362
16,6	450,3	75,472	97,282	17,3	16,6	47,54	5,389
16,6	600,3	75,465	104,466	17,4	16,7	62,91	5,400
16,6	751,0	75,461	111,692	17,4	16,8	78,34	5,405
16,7	901,0	75,460	118,865	17,7	16,9	93,73	5,400
16,8	1050,5	75,459	125,959	17,8	17,0	108,87	5.416
16,8	1200,6	55,339	113,280	17,9	17,1	124,54	5,402
16,9	1350,3	58,834	123,728	18,2	17,1	139,57	5,413
16,9	1500,5	45,192	117,374	18,0	17,2	154,80	5,415

TABELLA XIII.

Vasetto piccolo.

T	Pressione in atmosfere	D	n	$K \frac{n-1}{d}$	$\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}$	$\frac{n^2-1}{d}$
0		1	1,0002929	5,364	0,0001953	0,0005859*
14°,6	16	14,84	1,0004338	5,349	1947	0,0005859
14,2	30	28,52	1,008385	5,385	1957	5815
14,3	45	42,13	1,01241	5,393	1959	5927
14,3	59	55.72	1,01643	5,401	1960	5946
14,4	73	69,24	1,02044	5,406	1961	5965
14,4	87	82,65	1,02440	5,405	1960	5977
14,5	102	96,16	1,02842	5,410	1961	5995
14,5	116	109,56	1,03242	5,417	1962	6014
14,5	130	123,04	1,03633	5,406	1956	6013
14,6	144	136,21	1,04027	5,413	1957	6032
14,8	160	149,53	1,04421	5,413	1956	6044
14,9	177	162,76	1,04818	5,415	1957	6063
14,9	193	176,27	1,05213	5,420	1954	6070

TABELLA XIV.

Vasetto medio.

16°,3	18	16,67	1,004877	5,354	0,0001949	0,0005866
16,3	35	32,12	1,009429	5,380	1954	5899
16,7	51	47,52	1,01401	5,396	1961	5938
16,2	67	62,92	1,01856	5,402	1960	5954
16,5	83	78,29	1,02311	5,403	1960	5972
16,6	100	93,64	1,02767	5.410	1960	5992
16,6	116	108,97	1,03221	5,413	1960	6007
16,8	133	124,30	1,03673	5,407	1957	6018
16,7	150	139,60	1,04128	5,405	1957	6036
16,9	169	154,78	1,04578	5,415	1956	6051

* Questi valori sono stati calcolati in base ai dati di Kayser e Runge.

Conclusioni.

I risultati riferiti dimostrano chiaramente quanto segue:

1° L' indice di rifrazione dell' aria sotto pressione cresce molto più rapidamente di quanto voglia la $\frac{n^2-1}{d} =$ costante.

2° La $\frac{n-1}{d}$ cresce essa pure col crescere della pressione, ma molto meno di quanto succeda per la relazione precedente.

3° La $\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d}$ sembra invece si mantenga sufficientemente costante, se si eccettuano i valori ottenuti al di sotto di 30 atm.: valori che non possono avere la precisione degli altri perchè, per così piccole pressioni, il densimetro non si trova in condizioni di grande sensibilità.

Intanto sto continuando queste ricerche entro limiti anche maggiori di pressione, e fino a temperature bassissime, proponendomi poi di estenderle pure agli altri gas.

Ringrazio vivamente il Dott. Augusto Occhialini per l' aiuto valido prestatomi in queste esperienze, che richiedevano quasi costantemente l' opera assidua di due sperimentatori.

SULLA TEORIA MECCANICA DELL' ATTRITO.

Nota di E. DANIELE.

Professore nella R. Università di Pavia

Il sig. Painlevé colle sue *Leçons sur les frottement* del 1895 (Paris, Hermann) stabiliva [1]) la teoria dell' attrito sopra una base nuova e larga, facendo perdere all' attrito quel carattere di accessorio che possedeva in tutti gli studi teorici precedenti, per mezzo di una definizione che sta in stretto rapporto coi principii generali della Meccanica. Per quanto il progresso, che ne risentì la teoria, si sia limitato alla sua parte introduttoria, poichè il sig. Painlevé non giunse ad assegnare l' espressione generale di quelle ch' egli chiama *forze d' attrito* [2]), pure non era ancora riuscito ad alcuno (nemmeno al Jellett, a cui si deve lo studio più completo sull' argomento [3])) di far comparire la forza d' attrito altrimenti che come un termine correttivo da aggiungersi alle equazioni del movimento e da calcolarsi caso per caso; mentre il Painlevé la introduce come quell' elemento la cui presenza sta a significare che le resistenze dei vincoli non obbediscono più, come nella Meccanica classica, alla condizione di eseguire un lavoro virtuale nullo. La forza d' attrito, definita così in base alla sola ipotesi che il lavoro virtuale delle resistenze dei vincoli sia diverso da zero, gode di proprietà affatto indipendenti da ogni legge sperimentale dell' attrito, proprietà che si possono compendiare nelle seguenti :

a) Sia P un punto qualunque di un sistema materiale S, e siano risp. (ρ') e $(R) = (\rho') + (\rho)$ le resistenze che i vincoli

1) Il primo Cap. della teoria si trova nelle " Leçons sur l' intégr. des éq. de la mécanique „ (Paris, Hermann, 1895).

2) Si confronti l' art. del Prof. Maggi : " Réflexions sur l' exposition des principes de la Méc. rationelle „ ; L' enseign math., III, (1901), p. 260.

3) J. Jellett : " Die Th. der Reibung ; deutsch von Lüroth u. Schepp ; Leipzig, Teubner, 1890. — Inutile avvertire che intendo riferirmi, nel confronto, a trattazioni attinenti alla pura Meccanica analitica, escludendo quelle di indole sperimentale o pratica.

esercitano nel punto P al tempo t quando non vi è attrito (cioè quando il lavoro virtuale delle resistenze all' istante t è nullo) e quando invece l' attrito ha luogo : (ρ) è precisamente la forza d' attrito, ed il lavoro virtuale delle forze (ρ) è eguale a quello delle resistenze complessive (R) ;

b) se m è la massa del punto P, i segmenti $\frac{(\rho)}{m}\delta t$ costituiscono un sistema di spostamenti virtuali di S ;

c) se (R), (ρ'), (ρ) sono i segmenti definiti in a), si ha la relazione

$$\text{(A)} \qquad \Sigma\frac{R^2}{m}=\Sigma\frac{\rho'^2}{m}+\Sigma\frac{\rho^2}{m}\,.$$

Le proprietà b) e c) discendono dalla a) ; viceversa si possono dedurre le a) e c) dalla b), qualora si definiscano ulteriormente le (ρ') (chiamate dal Painlevé *forze vincolari*) colla condizione che sia nullo il loro lavoro virtuale.

La decomposizione della resistenza totale in forza d'attrito e forza vincolare si effettua nel modo migliore partendo dalla proprietà b) unitamente all' altra condizione relativa ai segmenti (ρ') : tale appunto è la via che fu seguita dal Painlevé. Ma la generalità stessa che informa il procedimento mette in mostra una limitazione ch' egli volle imporsi : quella di restringersi alla considerazione di sistemi materiali costituiti da un numero finito di punti rappresentati mediante coordinate cartesiane. Non si deve intendere per questo che rimanga preclusa ogni applicazione a sistemi di natura diversa e più complessa ; ma ogni volta si richiede l' effettuazione di nuovi calcoli, che sarebbe invece desiderabile vedere eseguiti una volta per tutte.

Ritengo perciò opportuno di riprendere in questa Nota la teoria che il Painlevé svolge nella 5.ª delle *Leçons sur l'intègr. etc.* e che prosegue nella prima parte delle *Leçons sur le frottement* , riferendomi ad un sistema qualunque, purchè ogni sua configurazione sia rappresentabile con un numero finito di parametri. Supporrò poi che questi parametri non siano indipendenti, e che le equazioni da cui sono legati possano contenere esplicitamente anche il tempo ; anzi, per maggiore

generalità, ed in vista della grande importanza che hanno di fronte all' attrito i vincoli che si riducono al rotolamento di un corpo solido su di un altro, supporrò addirittura che il sistema non sia necessariamente olonomo, onde i legami si traducano analiticamente in equazioni ai differenziali totali fra le coordinate e il tempo. In tali condizioni studierò (n. 1) la decomposizione della resistenza R, relativa ad una data coordinata, in due parti ρ e ρ', che chiamerò *forza d' attrito* e *forza vincolare* relative a quella coordinata; stabilirò (n. 2) le formole (comprendenti, naturalmente, come caso particolare quelle del Painlevé) che esprimono le ρ come funzioni di certi parametri μ, analoghi ai coefficienti λ coi quali si esprimono le forze vincolari; darò (n. 3) la formola che risulta dall' estendere la (A), e che continua ad esprimere una proprietà di minimo per le ρ; dimostrerò (n. 4) che le λ, ossia le forze vincolari, si possono esprimere in funzione del tempo, delle coordinate e delle loro derivate prime indipendentemente dalle forze d' attrito. Circa la questione della combinazione di due sistemi di vincoli dirò brevemente al n. 5, l' estensione essendo immediata; piuttosto mi fermerò a considerare (n. 6) il caso in cui dei due sistemi di vincoli uno sia senza attrito, per risolvere un problema del quale il Painlevé fa cenno in alcuni punti delle sue Lezioni: trovo cioè in quale dipendenza stiano le resistenze dovute ai vincoli senz' attrito dalle forze d' attrito relative all' altro sistema di legamí. L' interesse che il problema può offrire è essenzialmente meccanico, perchè analiticamente non presenta difficoltà.

Non farò neppur menzione dell' attrito al riposo o alla partenza: è una questione che da un lato non dà luogo a nulla di nuovo, quando ci mettiamo nelle condizioni generali di questa Nota, mentre da un altro lato esigerebbe una discussione un po' accurata: essa richiede perciò di essere trattata a parte.

1. Un sistema materiale, composto di un numero finito o infinito di punti, sia determinato in ogni sua configurazione da n coordinate $x_1 \ldots x_n$, che potranno essere di natura qualunque. Supponiamo che il sistema sia vincolato, non neces-

sariamente olonomo, e che i vincoli possano dipendere dal tempo; questi ultimi saranno allora rappresentati da un sistema di $m < n$ equazioni lineari ed omogenee (che riterremo compatibili e indipendenti) nei differenziali delle x e di t:

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ri}\,\delta x_i = a_r\,\delta t\,, \qquad (r = 1, \ldots, m) \tag{1}$$

dove i coefficienti a_{ri} e a_r sono funzioni delle x e di t.

Indicheremo poi con ν il grado di libertà del sistema; porremo cioè

$$\nu = n - m\,.$$

Uno spostamento virtuale del sistema, compatibile coi legami al tempo t, è definito dai valori delle δx_i che verificano le equazioni

$$\Sigma_i\, a_{ri}\,\delta x_i = 0\,, \tag{1'}$$

ove s' intenda fissato nelle a il valore di t.

Se sul nostro sistema agiscono delle forze (X), ed è X_i la forza relativa alla coordinata x_i, posto che il lavoro delle (X) sia nullo per ogni spostamento virtuale del sistema, le X_i sono rappresentabili come combinazioni lineari di m parametri $\lambda_1 \ldots \lambda_m$ nel modo seguente [1]:

$$X_i = \Sigma_r\, \lambda_r\, a_{ri}.$$

Quindi se (X) e (X') sono due sistemi di forze aventi il medesimo lavoro virtuale, si hanno fra le X_i e le X'_i delle relazioni della forma:

$$X'_i = X_i + \Sigma_r\, \lambda_r\, a_{ri}. \tag{2}$$

Ciò posto, consideriamo in particolare le resistenze (R) che si esercitano sul sistema in causa dei vincoli; il lavoro virtuale delle (R) è dato da

$$L = \Sigma\, R_i\,\delta x_i\,.$$

I vincoli sarebbero senza attrito se L fosse nullo; se invece L è diverso da zero possiamo scindere ogni R_i in due

1) Cfr. Painlevé: Leçons sur l' intégr. etc., 4.ª leçon.

forze di cui una rappresenta esclusivamente l'azione dell'attrito. Per ciò fare diciamo T la forza viva del sistema; se T_α indica una forma di grado α nelle x', avente per coefficienti delle funzioni di t e delle x, si potrà scrivere:

$$T = T_0 + T_1 + T_2.$$

Sia poi

$$T_2 = \frac{1}{2} \Sigma_i \Sigma_j E_{ij} x'_i x'_j, \qquad (E_{ij} = E_{ji});$$

ammetteremo che T_2 sia una forma definita positiva, e quindi che il suo discriminante E sia essenzialmente diverso da zero. Indicheremo inoltre con e_{ij} il complemento algebrico di E_{ij} in E diviso per E stesso.

Dimostriamo allora che fra gli infiniti sistemi di forze aventi il medesimo lavoro virtuale L delle resistenze (R), ve n'ha uno (ρ) mediante il quale si può definire uno spostamento virtuale del nostro sistema materiale prendendo

(3) $$\delta x_i = \delta t \sum_{j=1}^{n} e_{ij} \rho_j, \qquad (i = 1, \ldots, n).$$

Per provarlo si osserverà dapprima che, per essere T_2 una forma definita positiva, non potrà essere nullo il lavoro delle forze supposte ρ_j per uno spostamento virtuale qualunque del sistema, senza che si annullino tutte le ρ. Dopo ciò, teniamo conto che il lavoro virtuale delle ρ ha da essere eguale a quello delle R, cioè si deve avere

(4) $$\Sigma \rho_i \delta x_i = \Sigma R_i \delta x_i$$

tutte le volte che le δx_i verificano le (1'), nelle quali il valore di t è fissato. Le (1') ci permettono di esprimere le δx_i come funzioni lineari omogenee di $n - m = \nu$ parametri indipendenti $\delta q_1 \ldots \delta q_\nu$:

(1'') $$\delta x_i = \sum_{s=1}^{\nu} b_{is} \delta q_s,$$

ove s'intenderà che le b sian legate alle a delle (1') dalle relazioni

(5) $$\sum_{i=1}^{n} a_{ri} b_{is} = 0, \qquad \begin{pmatrix} r = 1 \ldots m \\ s = 1 \ldots \nu \end{pmatrix};$$

ammetteremo poi che la matrice formata colle b sia di caratteristica ν. Sostituendo colle (1'') nella (4), questa si spezza nelle ν equazioni

$$\Sigma_i \, b_{is} \, \rho_i = \Sigma_i \, b_{is} \, R_i. \tag{6}$$

Le ρ oltrechè a queste debbono soddisfare ad altre equazioni, che si ottengono scrivendo che le (3) ci definiscono uno spostamento virtuale. Sostituendo nelle (1') i valori (3) delle δx_i abbiamo dunque:

$$\Sigma_i \, \Sigma_j \, e_{ij} \, a_{ri} \, \rho_j = 0. \tag{7}$$

Le (6) e (7) sono in totale $\nu + m = n$ equazioni lineari nelle ρ, pure in numero di n, e il determinante dei coefficienti è certo diverso da zero [1]), per cui risultano determinate in modo unico le ρ soddisfacenti alle condizioni volute. Con ciò la nostra proposizione è dimostrata.

2. Per quanto s' è detto dianzi, fra le R_i e le ρ_i debbono passare delle relazioni del tipo (2), cioè esistono delle funzioni $\lambda_1 \dots \lambda_m$ per cui si ha:

$$R_i = \rho_i + \Sigma_r \, \lambda_r \, a_{ri}.$$

Posto

$$\rho'_i = \Sigma_r \, \lambda_r \, a_{ri},$$

l' equazione precedente si scrive

$$R_i = \rho_i + \rho'_i;$$

in tal modo ogni R_i è stata decomposta nella somma di due resistenze ρ_i e ρ'_i, delle quali la prima gode delle due proprietà seguenti: 1°) il lavoro virtuale delle ρ_i è uguale a quello di tutte le resistenze cui danno luogo i vincoli, 2°) mediante le ρ_i le equazioni (3) definiscono uno spostamento virtuale del nostro sistema. Quanto alle ρ'_i, esse hanno la proprietà di eseguire un lavoro nullo per ogni spostamento virtuale del sistema compatibile coi legami ad un istante t. Le ρ_i e le ρ'_i si chiameranno rispettivamente le componenti della *forza d' attrito* e della *forza vincolare*.

1) V. Painlevé: Leçons sur l' intégr. etc.; p. 53.

Si ottiene per le ρ_i una rappresentazione analitica analoga a quella ottenuta per le ρ'_i osservando che, dovendo le ρ_i verificare le m equazioni (7), si potranno esprimere come funzioni lineari omogenee di ν parametri $\mu_1 \ldots \mu_\nu$, cioè si potrà porre

$$\rho_i = \sum_{s=1}^{\nu} b'_{is}\, \mu_s \,,$$

quando si prendano i coefficienti b' in modo da verificare identicamente le relazioni

$$\Sigma_i\, \Sigma_j\, e_{ij}\, a_{ri}\, b'_{js} = 0 \,, \qquad \begin{pmatrix} r = 1 \ldots m \\ s = 1 \ldots \nu \end{pmatrix}$$

Ponendo

(8) $$\Sigma_i\, e_{ij}\, a_{ri} = a'_{rj} \,,$$

le equazioni precedenti si scrivono

(5') $$\Sigma_j\, a'_{rj}\, b'_{js} = 0 \,,$$

e queste non sono altro che le (5) ove alle b si sostituiscano le b', e nelle quali in luogo dei coefficienti a_{ri} si pongano i trasformati mediante la sostituzione (8). Le $m\,n$ equazioni (8) si possono distribuire in m gruppi di n equazioni ciascuno, per modo che nelle equazioni di un medesimo gruppo l' indice r abbia un valore fisso; ed allora le n equazioni di questo gruppo definiscono una sostituzione, che è l' inversa di quella che fa passare dalla forma quadratica T_2 alla sua reciproca. È chiaro quindi che, supposte verificate le (5), si soddisferà alle (5') prendendo

$$b'_{js} = \Sigma_i\, E_{ji}\, b_{is} \,,$$

come si può verificare direttamente.

Con ciò le ρ_i assumono la forma:

(9) $$\rho_i = \Sigma_s\, \Sigma_j\, \mu_s\, E_{ij}\, b_{js} \,,$$

ed accanto a queste abbiamo le formole che danno le forze vincolari:

(9') $$\rho'_i = \Sigma_r\, \lambda_r\, a_{ri} \,.$$

Nel caso particolare in cui il sistema è olonomo, siano

$$\varphi_r (x_1 \dots x_n\, t) = 0$$

le equazioni dei vincoli; allora si avrà $a_{ri} = \frac{\partial \varphi_r}{\partial x_i}$. Esprimendo le x mediante ν parametri indipendenti $q_1 \dots q_\nu$, i primi membri delle (1") indicheranno i differenziali delle x_i quando si tenga fisso il valore del tempo, mentre le δq saranno i differenziali delle q, e b_{is} sarà la derivata di x_i rispetto a q_s. Le (5) sono quindi senz'altro soddisfatte, e le (9) diventano:

$$\rho_i = \Sigma_s \Sigma_j \mu_s E_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial q_s}.$$

È appunto questa l'espressione che trova il Sig. Painlevé per le ρ_i a pag. 28 delle *Leçons sur le frott.*, studiando la combinazione di due sistemi di vincoli, di cui uno senz'attrito.

Più particolarmente ancora supponiamo che il sistema materiale consti di p punti, di cui le x_i siano le coordinate cartesiane; allora si ha $n = 3p$, e la forza viva è data da

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3p} m_i x'^2_i,$$

dove le m_i hanno valori costanti a tre a tre uguali; i coefficienti E_{ij}, e_{ij} coi due indici disuguali sono nulli, mentre $E_{ii} = m_i$, $e_{ii} = \frac{1}{m_i}$, e le (3) si riducono alle seguenti:

$$\delta x_i = \frac{\rho_i}{m_i} \delta t.$$

Qui le ρ_i rappresentano le proiezioni sugli assi, prese in un certo ordine, delle forze d'attrito relative ai singoli punti del sistema; indicando con (ρ) la forza d'attrito che agisce, in un dato istante, sopra un punto generico del sistema, di cui chiameremo m la massa, l'insieme dei segmenti $\frac{(\rho)}{m} \delta t$ costituisce un sistema di spostamenti virtuali compatibili coi legami al tempo t. Questa proprietà delle forze (ρ), insieme all'altra di eseguire un lavoro virtuale eguale a quello di tutte le resistenze dei vincoli, servì precisamente al Painlevé per defi-

nire, nella sua trattazione, le forze d'attrito. Le quali poi vengono ad esprimersi in modo semplicissimo mediante i coefficienti μ:

$$\rho_i = m_i \Sigma_s \mu_s \frac{\partial x_i}{\partial q_s},$$

e queste sono le espressioni delle ρ_i che entrano nelle equazioni (A) p. 11 delle *Leçons sur le frottement*.

3. Nel caso particolare ora esaminato le forze d'attrito godono di una proprietà di minimo che il Painlevé enuncia nel seguente modo: fra tutte le forze S_i aventi eguale lavoro virtuale delle resistenze complessive R_i, le ρ_i sono quelle per cui la somma $\Sigma \frac{S_i^2}{m_i}$ è minima. La cosa si dimostra subito osservando che dalla

(10) $$R_i = \rho_i + \rho'_i$$

quadrando, dividendo per m_i e sommando rispetto all'indice i si ottiene:

$$\Sigma \frac{R_i^2}{m_i} = \Sigma \frac{\rho_i^2}{m_i} + \Sigma \frac{\rho'^2_i}{m_i}.$$

É facile vedere come questa proprietà si estenda nel caso di un sistema affatto generale come quello da noi studiato al n. 1. Moltiplichiamo membro a membro la (10) colla

$$R_j = \rho_j + \rho'_j,$$

dove i e j sono due valori qualunque dell'indice fra 1 e n; moltiplicando poi ambo i membri per e_{ij}, e sommando sia rispetto a i sia rispetto a j, si ha:

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} R_i R_j = \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \rho_i \rho_j + \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \rho'_i \rho'_j + \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} (\rho_i \rho'_j + \rho_j \rho'_i).$$

Ma l'ultima somma è nulla identicamente, poichè ad es. abbiamo:

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \rho_i \rho'_j = \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \rho_i \Sigma_r \lambda_r a_{rj} = \Sigma_r \lambda_r \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} a_{rj} \rho_i,$$

e per la (7) il coefficiente di λ_r è nullo qualunque sia r. Ricordando poi che la forma

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} x'_i x'_j$$

è la reciproca della forma T_2, la quale è, per ipotesi, definita positiva, si conclude che, fra tutte le forze S_i aventi eguale lavoro virtuale delle R_i, le ρ_i sono quelle per cui è minima la somma $\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} S_i S_j$. Questa espressione si riduce all' altra $\Sigma \frac{S_i^2}{m_i}$ nel caso particolare trattato dal Painlevé.

4. Le equazioni del movimento, nelle coordinate generali $x_1 \ldots x_n$, si possono scrivere, se X_i, ρ_i, ρ'_i indicano rispettivamente la forza applicata, la forza d' attrito e la forza vincolare relative alla coordinata x_i, nel modo seguente:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial x'_i} - \frac{\partial T}{\partial x_i} = X_i + \rho_i + \rho'_i\,, \tag{11}$$

ossia, per le (9) e (9'):

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial x'_i} - \frac{\partial T}{\partial x_i} = X_i + \Sigma_s \Sigma_j \mu_s E_{ij} b_{js} + \Sigma_r \lambda_r a_{ri}\,. \tag{11'}$$

Vogliamo far vedere che queste equazioni, insieme a quelle dei vincoli, ci permettono di calcolare le λ in funzione delle x, delle x' e di t senza che vengano a dipendere dalle μ; in altre parole si vuol mostrare che la grandezza delle forze vincolari in un dato istante dipende unicamente dalla configurazione del sistema e dalle velocità dei suoi elementi, e non dal valore delle forze d' attrito.

Prendiamo perciò le equazioni (1) dei vincoli, che, divise per δt, si possono scrivere:

$$\Sigma_i a_{ri} x'_i = a_r\,,$$

e deriviamole rispetto a t; otteniamo

$$\Sigma_i a_{ri} x''_i + \Sigma_i \frac{da_{ri}}{dt} x'_i = \frac{da_r}{dt}\,. \tag{12}$$

Ora elimineremo le x'' fra queste equazioni e le (11). I termini, che nelle (11) contengono le x'', si ottengono sviluppando $\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial x'_i}$; anzi, questi termini si avranno esclusivamente

dalla parte T_2 di T, che è omogenea e del secondo grado nelle x'. Si avrà così

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T_2}{\partial x'_i} = \Sigma_l E_{il}\, x''_l + Y_i(t, x, x'),$$

ove Y_i indica un gruppo di termini che contengono soltanto t, le x e le x'. Sostituendo nelle (11), col porre

$$\frac{\partial T}{\partial x_i} - Y_i + X_i = Z_i,$$

si ha:

$$\Sigma_l\, E_{il}\, x''_l = Z_i + \rho_i + \rho'_i,$$

e risolvendo

$$x''_l = \Sigma_i\, e_{il}(Z_i + \rho_i + \rho'_i).$$

Si giungerà all' eliminazione voluta sostituendo queste espressioni delle x'' nelle (12); così otteniamo:

$$\Sigma_i\, \Sigma_l\, e_{il}\, a_{ri}(\rho_l + \rho'_l) + \Omega_r = 0,$$

indicando con Ω_r un gruppo di termini funzioni unicamente di t, delle x e delle x'; ed infine introducendo, in luogo delle ρ e delle ρ', le solite espressioni:

(13) $\Sigma_k\, \lambda_k\, \Sigma_i\, \Sigma_l\, e_{il}\, a_{ri}\, a_{kl} + \Sigma_s\, \mu_s\, \Sigma_i\, \Sigma_l\, \Sigma_j\, E_{lj}\, e_{il}\, a_{ri}\, b_{js} + \Omega_r = 0$

Per le (5) il coefficiente di μ_s è nullo qualunque siano gli indici s e r; per conseguenza le ultime scritte sono m equazioni lineari nelle λ, che, se sono risolubili rispetto alle λ, ci forniscono questi parametri in funzione di t, delle x e delle x' indipendentemente dalle μ. Quanto poi alla risolubilità delle (13) rispetto alle λ, faremo ora vedere che il determinante dei coefficienti in quelle equazioni è diverso da zero.

Diciamo D questo determinante: il suo elemento generale è

$$\sum_{i=1}^{n} \sum_{l=1}^{n} e_{il}\, a_{ri}\, a_{kl} = \Sigma_i\, a_{ri}\, \Sigma_l\, e_{il}\, a_{kl},$$

per cui D si può considerare come il prodotto, eseguito per orizzontali, delle due matrici

$$\begin{Vmatrix} a_{11}\ a_{12} \ldots a_{1n} \\ a_{21} \ldots\ldots a_{2n} \\ \ldots\ldots\ldots \\ a_{m1} \ldots\ldots a_{mn} \end{Vmatrix}, \quad \begin{Vmatrix} \Sigma_l\, e_{1l} a_{1l} & \Sigma_l\, e_{2l} a_{1l} & \ldots & \Sigma_l\, e_{nl} a_{1l} \\ \Sigma\, e_{1l} a_{2l} & \ldots & \ldots & \ldots \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ \Sigma\, e_{1l} a_{ml} & \ldots & \ldots & \Sigma\, e_{nl} a_{ml} \end{Vmatrix}.$$

Questo prodotto si può eseguire moltiplicando ogni determinante d' ordine m della prima matrice per l' omologo della seconda e sommando tutti i prodotti così ottenuti; si consideri un termine qualunque di questa somma, ad es.

$$\begin{vmatrix} a_{11} \ldots\ldots a_{1m} \\ a_{21} \ldots\ldots \\ \ldots\ldots\ldots \\ a_{m1} \ldots a_{mm} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \Sigma e_{1l} a_{1l} & \ldots & \Sigma e_{ml} a_{1l} \\ \ldots & \ldots & \ldots \\ \Sigma e_{1l} a_{ml} & \ldots & \Sigma e_{ml} a_{ml} \end{vmatrix}.$$

Il secondo fattore si può trattare nel medesimo modo come fu trattato il determinante D; si può cioè considerare come il prodotto delle due matrici

$$\begin{Vmatrix} a_{11}\ a_{12} \ldots\ldots a_{1n} \\ a_{21} \ldots\ldots\ldots \\ \ldots\ldots\ldots \\ a_{m1} \ldots\ldots a_{mn} \end{Vmatrix}, \quad \begin{Vmatrix} e_{11}\ e_{12} \ldots\ldots e_{1n} \\ e_{21} \ldots\ldots\ldots \\ \ldots\ldots\ldots \\ e_{m1} \ldots\ldots e_{mn} \end{Vmatrix},$$

le quali a loro volta si moltiplicano facendo la somma dei prodotti dei determinanti d' ordine m della prima per gli omologhi della seconda. In sostanza si vede che il determinante D viene ad essere rappresentato come una forma quadratica nei determinanti d' ordine m della matrice della a_{ri}, avente per coefficienti i determinanti d' ordine m estratti dal determinante e delle e_{ij}. Imaginiamo ora il discriminante di questa forma; esso è un determinante simmetrico di ordine $\binom{n}{m}$, e per il

modo com' è formato è uguale, secondo un teorema di Sylvester, alla potenza $\binom{n-1}{n-m}^{ma}$ di e [1]). Ma e è essenzialmente diverso da zero, essendo il discriminante d' una forma definita, onde sarà pure diverso da zero il discriminante della forma quadratica a cui si può ridurre D; da ciò segue che D stesso non può annullarsi se non si annullano tutte le sue variabili. Ora queste variabili sono, come s' è detto, i determinanti d' ordine m della matrice delle a_{ri}, e quindi una almeno fra esse non è nulla, essendo le equazioni (1) dei vincoli compatibili e indipendenti; dunque D è essenzialmente diverso da zero. Così resta provato che le (13) ci danno sempre uno ed un solo sistema di valori per le λ.

5. I coefficienti μ, mediante i quali si esprimono le forze d' attrito, rimangono del tutto indeterminati finchè non si ricorre all'esperienza. Per ogni problema di movimento, in cui si presenta l'attrito, l'esperienza ci indica secondo quali leggi questo agisce; introducendo, nell'espressione analitica di quelle leggi, le forze d' attrito (ρ) da noi definite [2]), si hanno delle relazioni che permettono di ricavare le μ in funzione dei coefficienti λ, delle x, delle x' e di t: quando queste espressioni sono note, noi diciamo che si conosce la legge dell'attrito pel sistema materiale che si considera.

Vogliamo ora studiare come si ottenga la legge dell' attrito per un sistema di quelli da noi considerati, nell' ipotesi che i vincoli si possono distinguere in due gruppi G_1 e G_2, per modo che di ciascun gruppo di vincoli sia nota la legge dell'attrito. Diciamo ρ_i e ρ'_i, σ_i e σ'_i, τ_i e τ'_i la forza d' attrito e la forza vincolare che agiscono sulla coordinata x_i per effetto rispettivamente dei vincoli G_1, G_2, $G_1 + G_2$; e siano

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ri}\,\delta x_i = a_r\,\delta t \qquad (r = 1 \ldots m_1)$$

1) Cfr. p. es Pascal: "I determinanti"; Milano, Hoepli (Manuali), 1897; pag. 108.

2) Per vedere in che modo ciò si effettui, si confrontino le "Leçons sur le frott." sopratutto negli esempi della seconda parte; come pure i numerosi problemi trattati dal Jellet nel libro già citato.

le equazioni che traducono i vincoli G_1,

$$\Sigma_i\, a'_{si}\, \delta x_i = a'_s\, \delta t \qquad (s = 1 \dots m_2)$$

quelle esprimenti i vincoli G_2, ed infine

$$\Sigma_i\, \alpha_{ti}\, \delta x_i = \alpha_t\, \delta t \qquad (t = 1 \dots m_1 + m_2)$$

le equazioni dei vincoli $G_1 + G_2$, dove le α_{ti} e le α_t potrebbero anche essere tutte le a_{ri}, a'_{si} ed a_r, a'_s rispettivamente. Introducendo poi, come nelle equazioni (1''), dei coefficienti b, b', β legati ai coefficienti a_{ri}, a'_{si}, α_{ti} dalle relazioni

$$\Sigma_i\, a_{ri}\, b_{ih} = 0\,, \qquad \Sigma_i\, a'_{si}\, b'_{ik} = 0\,, \qquad \Sigma_i\, \alpha_{ti}\, \beta_{il} = 0\,,$$
$$(h = 1 \dots n - m_1, \qquad k = 1 \dots n - m_2, \qquad l = 1 \dots n - m_1 - m_2),$$

conformemente alle formole (9) e (9') abbiamo:

$$(14)\quad \begin{cases} \rho_i = \Sigma_h\, \Sigma_j\, E_{ij}\, b_{jh}\, \mu_h\,, & \rho'_i = \Sigma_r\, \lambda_r\, a_{ri} \\ \sigma_i = \Sigma_k\, \Sigma_j\, E_{ij}\, b'_{jk}\, \mu'_k\,, & \sigma'_i = \Sigma_s\, \lambda'_s\, a'_{si} \\ \tau_i = \Sigma_l\, \Sigma_j\, E_{ij}\, \beta_{jl}\, M_l\,, & \tau'_i = \Sigma_t\, L_t\, \alpha_{ti}: \end{cases}$$

i parametri λ e μ del sistema G_1 furono, pel sistema G_2, indicati con λ' e μ', e con L e M pel sistema $G_1 + G_2$.

L'ipotesi da cui partiamo è che si conoscano le μ in funzione delle λ, e così pure le μ' in funzione delle λ': si vuol mostrare come si possano calcolare le M in funzione delle L.

In primo luogo notiamo che in uno spostamento virtuale del sistema, compatibile coi legami $G_1 + G_2$ in un istante determinato, fra le forze (14) le uniche che diano un lavoro non nullo sono le ρ, σ, τ; e poichè si ha

$$(15)\qquad \tau_i + \tau'_i = \rho_i + \rho'_i + \sigma_i + \sigma'_i$$

per tutti i valori dell'indice i, così sarà il lavoro delle τ eguale a quello delle ρ e delle σ, il che si esprime colle equazioni (v. le (6))

$$\Sigma_i\, \beta_{ia}\, \tau_i = \Sigma_i\, \beta_{ia}\, (\rho_i + \sigma_i)\,, \qquad (a = 1 \dots n - m_1 - m_2)$$

ovvero, per le (14),

$$(16)\quad \Sigma_l\, M_l\, \Sigma_i\, \Sigma_j\, E_{ij}\, \beta_{ia}\, \beta_{jl} = \Sigma_i\, \Sigma_j\, E_{ij}\, \beta_{ia}\, (\Sigma_h\, b_{jh}\, \mu_h + \Sigma_k\, b'_{jk}\, \mu'_k).$$

Le M, in numero di $n - m_1 - m_2$, sono così legate linearmente da altrettante equazioni; e poichè il determinante dei coefficienti non è identicamente nullo (difatti è del medesimo tipo del determinante D delle (13) e la matrice delle β è supposta di caratteristica $n - m_1 - m_2$) potremo ricavare le M in funzione delle μ e delle μ'. Ma queste, come già fu detto, noi le intendiamo espresse mediante le λ e λ' risp., sicchè in definitiva le (16) ci faranno conoscere le M in funzione delle λ e delle λ' (nonchè delle x, delle x' e di t).

Ricorriamo, in secondo luogo, alla definizione di forza di attrito, e applichiamola alle forze τ_i, le quali dovranno perciò verificare delle equazioni del tipo (7), cioè

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{bj} \tau_i = 0, \qquad (b = 1 \dots m_1 + m_2)$$

ovvero, ricavando τ_i dalla (15):

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{bj} \tau'_i = \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{bj} (\rho_i + \rho'_i + \sigma_i + \sigma'_i),$$

od anche, sostituendo colle (14):

$$\Sigma_t L_t \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{ti} \alpha_{bj} = \Sigma_h \mu_h \Sigma_j \alpha_{bj} b_{jh} + \Sigma_k \mu'_k \Sigma_j \alpha_{bj} b'_{jk} +$$
(17)
$$+ \Sigma_r \lambda_r \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{bj} a_{ri} + \Sigma_s \lambda'_s \Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{bj} a'_{si}.$$

Qualora le equazioni traducenti i vincoli $G_1 + G_2$ fossero l'insieme di quelle che esprimono separatamente i vincoli G_1 ed i vincoli G_2, si avrebbe:

$$\alpha_{bj} = a_{bj}, \ (b = 1 \dots m_1); \quad \alpha_{m_1+s,j} = a'_{sj}, \ (s = 1 \dots m_2);$$

onde il coefficiente di μ_h nelle prime m_1 equazioni (17) è nullo, mentre nelle rimanenti è $\Sigma_j a'_{sj} b_{jh}$; analogamente il coefficiente di μ'_k è $\Sigma_j a_{rj} b'_{jk}$ nelle prime m_1 equazioni ed è nullo nelle rimanenti.

Le $m_1 + m_2$ equazioni (17) ci danno le L in funzione delle λ, λ', μ, μ' e quindi delle λ, λ'; risolvendole invece rispetto alle λ e λ' (e la risoluzione è possibile, come si vede colla stessa osservazione che fa il Painlevé nel suo caso particolare), si potrà sostituire le loro espressioni in funzione delle L nei secondi membri delle (16), e queste allora ci daranno le M

espresse mediante le L: con ciò risulta nota la legge dell'attrito per il sistema materiale sottoposto ai vincoli $G_1 + G_2$.

6. Fra i casi particolari più notevoli della questione studiata al n. precedente vi ha quello in cui dei due gruppi di vincoli uno, poniamo il secondo, sia senza attrito: per esempio i vincoli G_2 potrebbero consistere nell'imporre la rigidità al sistema o ad una sua parte. Il problema della combinazione dei due gruppi di legami non offre però nulla di sostanzialmente nuovo, quando se ne tolga l'annullarsi di tutte le μ nelle equazioni (16) e (17). Ma a questo problema si riattacca un'altra questione che, se dal lato analitico si presenta sotto l'aspetto della massima semplicità, non è priva d'interesse dal punto di vista meccanico.

Ammettiamo per un momento che anche i legami G_1 non diano luogo ad attrito; le resistenze relative alla coordinata x_i siano allora rappresentate da due forze ρ'_i e σ'_i, di cui la prima provenga dai vincoli G_1, la seconda dai vincoli G_2. Le ρ' e σ' risultano ben determinate, come si sa, una volta che siano assegnate le forze applicate. Supponiamo adesso che entri in giuoco l'attrito dei legami G_1: le condizioni dinamiche del sistema vengono modificate, e le nuove resistenze (che continuano ad essere determinate) siano $\rho_i + \rho'_i$, $\sigma_i + \sigma'_i$. Abbiamo dunque indicato con ρ_i e σ_i le alterazioni che subiscono ρ'_i e σ'_i quando i vincoli G_1 presentano attrito; notiamo subito però l'essenziale differenza che passa fra la natura delle ρ e delle σ. Le prime rappresentano quella parte della resistenza dei vincoli in virtù della quale cessa di essere nullo il lavoro virtuale della resistenza medesima; le forze σ invece, sebbene compaiano soltanto in quanto c'è attrito, pure non lasciano mai di eseguire un lavoro virtuale nullo, poichè $\sigma' + \sigma$ è ancora sempre la resistenza dovuta al vincolo G_2, che è supposto senza attrito. Insomma, l'effetto dell'attrito dei legami G_1 si manifesta, fra l'altro, anche in questo, che altera le resistenze dovute ai legami del secondo gruppo, e questa alterazione è misurata dalle forze σ.

Ammettiamo ora che sian note le resistenze del sistema nell'ipotesi che i vincoli G_1 siano senza attrito, e così pure

si conoscano le resistenze ρ introdotte dall' attrito di questi stessi vincoli; ci proponiamo allora di calcolare le forze σ, cioè le modificazioni subite in conseguenza dalle resistenze dei vincoli senz' attrito.

A questo scopo dobbiamo ricorrere alle definizioni di forza vincolare e di forza d'attrito pel sistema soggetto ai vincoli complessivi $G_1 + G_2$. È evidente che la forza vincolare in questo caso ha per componenti $\rho'_i + \sigma'_i$, mentre le componenti della forza d'attrito sono $\rho_i + \sigma_i$. La definizione di forza vincolare non ci serve però, giacchè le equazioni che la traducono non contengono le σ; quanto alle equazioni che definiscono la forza d' attrito si scrivono, usando le notazioni del n. precedente:

$$\Sigma_i \Sigma_j e_{ij} \alpha_{tj} (\rho_i + \sigma_i) = 0.$$

Ma non sono queste le sole relazioni cui devono soddisfare le σ, perchè, come fu osservato poc' anzi, vi ha da tener conto che è nullo il lavoro delle σ in ogni spostamento virtuale del sistema compatibile coi legami $G_1 + G_2$ ad un istante determinato; le σ dunque verificano ancora le $n - m_1 - m_2$ equazioni

$$\Sigma_i \beta_{il} \sigma_i = 0 .$$

Posto per brevità

$$\gamma_{it} = \Sigma_j e_{ij} \alpha_{tj} ,$$

abbiamo così, per calcolare le σ, le n equazioni lineari:

$$(18) \qquad \Sigma_i \gamma_{it} \sigma_i = - \Sigma_i \gamma_{it} \rho_i , \quad \Sigma_i \beta_{il} \sigma_i = 0.$$

Il determinante dei coefficienti è certo diverso da zero, perchè se così non fosse, vuol dire che coesisterebbero, per valori non tutti nulli delle ρ, le equazioni

$$\Sigma_i \gamma_{it} \rho_i = 0 , \qquad \Sigma_i \beta_{il} \rho_i = 0 ;$$

ma le equazioni del secondo gruppo dicono che è nullo il lavoro virtuale delle ρ senza che queste si annullino tutte, e ciò è impossibile (v. n. 1). Chiamando allora Δ il determinante dei coefficienti delle (18), e indicando con β'_{il}, γ'_{it} risp. i com-

plementi algebrici di β_{il}, γ_{it} in Δ, divisi per Δ stesso, si ha, risolvendo le (18):

$$\sigma_i = - \Sigma_j \rho_j \Sigma_t \gamma_{jt} \gamma'_{it} .$$

Osservando le identità

$$\Sigma_t \gamma_{jt} \gamma'_{it} + \Sigma_l \beta_{jl} \beta'_{il} = \begin{cases} 0, & (j \gtrless i) \\ 1, & (j = i) \end{cases}$$

possiamo anche scrivere;

$$\sigma_i = \Sigma_j \rho_j \Sigma_l \beta_{jl} \beta'_{il} - \rho_i .$$

Le σ risultano dunque espresse come forme lineari nelle ρ, aventi per coefficienti delle funzioni, che si suppongono assegnate, delle x e di t. Queste formole provano e precisano l'asserzione fatta, che un vincolo con attrito modifica, generalmente, le resistenze dovute ai legami senza attrito.

SULLE RECENTI RICERCHE DI ELETTROSTRIZIONE.

Nota del Prof. M. CANTONE [1]).

Dopo la pubblicazione dello studio fatto da me e dal Dr. F. Sozzani *Sulla deformazione dei condensatori* [2]) sono venuti alla luce alcuni lavori sullo stesso argomento che hanno richiamato la mia attenzione, poichè in essi sono esposti risultati notevolmente diversi da quelli cui si pervenne sullo studio anzidetto.

Di una di tali pubblicazionì mi sono occupato in una Nota *Sulla elettrostrizione* [3]), mostrando come mal si regga la critica fatta dal sig. More alle ricerche compiute da me alcuni anni addietro in Palermo [4]) e come i risultati negativi ai quali

1) Dai Rendic. del R. Ist. Lomb. di Sc. e Lett., Ser. II, Vol. 37, 1904.
2) V. Rend. R. Ist. Lom. 33, p. 1059, 1900; 34, p. 251, 1901.
3) V. Rend. R. Ist. Lomb. 34, p. 1095, 1901.
4) V. Rend. R. Acc. dei Lincei 4, p. 344, 1888.

egli era giunto nel 1900 [1]) lascino il dubbio, per il modo come furono ottenuti, che egli non avesse adoperato le opportune cautele per eliminare cause disturbatrici di non piccola entità. Per altro, come bene osserva il sig. Sacerdote [2]), l'ordine di grandezza della deformazione che avrebbe dovuto prodursi nel caso delle esperienze del More, e specialmente in quelle relative ai condensatori con armature non aderenti al dielettrico, riusciva troppo piccolo rispetto ai mezzi di misura impiegati perchè fosse possibile venire a deduzioni sicure.

Seguivano intanto le esperienze dello Shearer [3]) con risultati parimenti negativi o quasi. Il metodo adoperato da questo Fisico si basa sulla misura dell'allungamento del dielettrico mediante l'uso delle frange d'interferenza; ma anche qui mancano le necessarie precauzioni per evitare gli effetti relativi alle variazioni di temperatura dell'ambiente, e per giunta si dispongono i tubi in posizione orizzontale facendoli poggiare agli estremi su due blocchi di marmo. A quali inconvenienti dia luogo tale disposizione è facile argomentare dalle parole stesse dell'A., il quale nota che allo scoccare di una scintilla poteva aversi per la vibrazione dell'aria uno spostamento di *3* o *4* frange, e che con alti potenziali se non si rivestiva la parte scoperta del vetro con uno strato di sostanza isolante, scoccavano scintille fra il tubo e l'apparecchio interferenziale, o fra il tubo e il pezzo di marmo su cui quello poggiava. L'A. dice di essersi reso indipendente da queste gravi cause di errore; tuttavia è lecito dubitare che vi sia riuscito in modo completo.

Ma esaminiamo più da vicino i suoi risultati. Tubi di vetro sottili (di spessore compreso fra 0,8 mm. e 1,2 mm. e con lunghezza delle armature di 75 cm. circa), contenenti una colonna di mercurio e rivestiti esternamente di stagnuola, con cariche crescenti fino a produrre la rottura del dielettrico, danno uno spostamento di mezza frangia al massimo, spostamento che però non poteva apprezzarsi con esattezza a causa

1) V. Phil. Mag. 50, p. 198.
2) V. Jour. de Phys. 10, p. 200, 1901.
3) V. The Phys. Rev. 14, p. 89, 1902.

delle vibrazioni, e solo in un caso si ha movimento delle frange sincrono colle successive cariche e scariche, ma anche questo spostamento cessa dopo poche scariche. Con un tubo argentato dalle due parti si ha un allungamento continuo fino ad un valore corrispondente a 3,5 frange quando si lascia il tubo carico, e dopo la scarica il ritorno lento delle frange alla primitiva posizione. Adoperando un tubo di spessore di 2,4 mm. e presso a poco della stessa lunghezza dei precedenti, si ottiene ad ogni carica uno spostamento di poco più di $^1/_4$ di frangia con una distanza esplosiva di 2 cm., e lo stesso effetto si consegue con una distanza esplosiva di 1 cm.; se non che, ricaricando il condensatore dopo alcune ore, si constata un moto corrispondente a 3 frange e colla successiva scarica il ritorno istantaneo per $^1/_4$ di frangia.

L'A. ha poi voluto fare un calcolo approssimativo per vedere quale deformazione si sarebbe dovuta avere in media nel caso delle sue ultime esperienze colla distanza esplosiva massima, cioè di 4 cm., in base ai risultati ottenuti da me, e trova il valore di circa 6 frange. Da questo e dal fatto che con un tubo di ebanite si poterono constatare colla carica variazioni di temperatura concordanti a un dipresso cogli allungamenti misurati all' apparecchio interferenziale, l'A. si crede autorizzato a concludere che una deformazione dovuta alle tensioni elettrostatiche è estremamente improbabile.

Come egli possa arrivare a questa deduzione nel caso del vetro non so comprendere: l'A. parla infatti di deformazioni che si distinguono dagli effetti termici, dunque se non ritiene che le dette deformazioni siano da attribuire ad altre cause disturbatrici, dovrebbe tenerne conto, o se ammette che queste cause intervenissero nelle sue esperienze, dovrebbe pensare che esse potevano anche mascherare il fenomeno in esame. E le influenze estranee non mancavano certamente in quanto che da un giorno all' altro cambiava talvolta la natura dei risultati senza che apparentemente fosse nulla modificato nelle condizioni delle esperienze. L'A. si contenta di attribuire in generale i fenomeni osservati alle variazioni di temperatura dipendenti dalla conducibilità del vetro; se non che allora non si riesce a spiegare come mai questi fenomeni termici non

siano regolari, e fra l' altro resta inesplicabile il fatto che per distanze esplosive di uno o due centimetri si abbiano effetti uguali.

Del resto, dato che si tratti solo di dilatazioni termiche, a me pare che l'A. avrebbe dovuto venire a conseguenze opposte a quelle che egli trae dal suo lavoro, giacchè se mancano le deformazioni inerenti alla compressione del vetro per l' azione meccanica delle cariche, deformazioni che egli ammette dovere esistere e che colla sensibilità dei mezzi di misura adoperati non potevano non rivelarsi, bisogna dedurre che o la disposizione sperimentale da lui scelta non è adatta per le ricerche di elettrostrizione, o che per le particolari qualità di vetro usate dello Shearer le tensioni caratteristiche del dielettrico producano effetti di senso opposto e presso a poco uguali a quelli relativi alle ázioni meccaniche. Però, stando alle considerazioni avanti esposte sui particolari delle esperienze del signor Shearer, si è piuttosto indotti a ritenere che i tentativi da lui fatti non fossero sufficienti per venire a conclusioni decisive.

Ed ora passerò all' esame di un recente lavoro eseguito dal sig. More [1]) per rispondere alle critiche cui diede luogo la Nota da lui pubblicata nel 1900 *sul supposto allungamento di un dielettrico nel campo elettrostatico.*

La disposizione sperimentale è quasi identica a quella adottata la prima volta, solo la sensibilità è resa 5 volte più grande, per modo che una divisione del micrometro, mediante il quale si computa la variazione di lunghezza del dielettrico, corrisponde ad un allungamento di 0,000,006 mm., cioè a dire all' aumento di lunghezza che si avrebbe nelle canne di vetro in esame (lunghe 65 c.) coll' aumento di temperatura di $0^{\circ},001$. Non ostante questa grande sensibilità poche cautele venivano usate per proteggere l' apparecchio dalle variazioni di temperatura dell'ambiente, e per evitare i disturbi accidentali cui andava soggetto senza dubbio lo specchio: l'A. dice che le esperienze furono fatte quando le condizioni termiche della stanza erano pressochè stazionarie. Ammesso pure che queste condizioni

1) Phil. Mag. 6, p. 1, 1903.

fossero realizzate in grado corrispondente alla sensibilità di cui si disponeva, restava però sempre la possibilità che, variando i punti di appoggio del trepiede al quale era legato lo specchietto, si avessero rotazioni apprezzabili di questo di natura affatto irregolare. Nè a giustificare l' operato del More vale il dire che la prova fatta dell' apparecchio colla determinazione del modulo di Young diede *in queste ultime ricerche* valori concordanti con quelli ottenuti da altri sperimentatori, poichè nel caso delle esperienze elettriche, e per la rapidità con cui si dovrebbe produrre la deformazione colla scarica, e per le scosse, e più d' ogni altro per gli spostamenti laterali del tubo i quali sono inevitabili col metodo seguito da More, lo specchio può subire rotazioni indipendenti da ogni eventuale dilatazione; e se si pensa che, spostandosi in direzione verticale il punto di appoggio di una delle punte del trepiedi solo per $^1|_{1000}$ di millimetro si dovea produrre una deviazione corrispondente a 150 divisioni del tamburo, si può comprendere quale sia l' attendibilità dei risultati ottenuti dal More.

Ben diverse erano le condizioni nelle quali io operava, giacchè per la disposizione scelta erano da aspettarsi deviazioni laterali assai piccole. Ciò potè constatarsi nel corso del lavoro, e fu provato in seguito in modo evidente con esperienze apposite, eseguite da Wüllner e Max Wien, dalle quali risultò che incurvando esageratamente alla fiamma una canna di vetro vengono modificati in misura relativamente piccola i fenomeni di elettrostrizione; onde non vi è motivo di preoccuparsi molto del fatto che non si può sempre disporre di canne perfettamente diritte, quando però la misura degli allungamenti sia fatta in modo diretto.

Lo stesso non vale nel caso della disposizione del signor More, in quanto che allora per lo spostamento laterale può determinarsi la variazione già cennata dei punti di appoggio; e così è facile rendersi ragione di quei movimenti a sbalzi di cui parla l'A., e che in nessuna maniera si saprebbero attribuire al riscaldamento del dielettrico. Ma vi ha di più. L'A. nota che il dielettrico fluido, trovantesi fra l'armatura esterna ed un tubo che circondava il condensatore, era sempre durante la carica in uno stato di violenta agitazione. Cosa si

deve dunque pensare dei risultati ottenuti dall'A. se non che si tratta di effetti atti a mascherare il fenomeno in esame? Il sig. More invece si crede in grado di asserire in base alle sue esperienze che quando non intervengano altre azioni disturbatrici l'allungamento del dielettrico è un puro effetto termico; e a questa deduzione perviene dopo aver constatato che in identiche condizioni il dielettrico fluido di cui si è fatto cenno accusava aumenti di temperatura una volta di 0°,9 e in un secondo caso di 0°,4, senza pensare che con questo genere di oscillazioni nei risultati moltiplicando le prove si poteva benissimo ottenere anche un raffreddamento.

Dopo quanto ho detto credo superfluo insistere nell'esame di ricerche dalle quali non è possibile ricavare criteri sicuri di giudizio intorno all'esistenza dei fenomeni di elettrostrizione; voglio però notare che tale esistenza non può mettersi in dubbio, non foss'altro per il fatto che colla scarica del condensatore, quando questo vien fissato stabilmente ad un sostegno e gli allungamenti si misurano in modo diretto, si constatano variazioni di lunghezza le quali per la rapidità con cui si producono non sono da riguardare come effetti termici o di natura puramente elastica. Ed a convincersi di ciò basterà richiamare quanto fu posto in rilievo nel lavoro eseguito da me e dal Sozzani, dove si dice fra l'altro che nei casi in cui colla scarica si avea nell'apparecchio interferenziale lo spostamento di un numero intero di frange, nel momento in cui scoccava la scintilla non si riusciva ad apprezzare alcuna modificazione nell'aspetto delle frange, mentre un'azione termica si sarebbe rivelata con uno spostamento graduale, ed un'azione meccanica avrebbe dato luogo ad un moto vibratorio facilmente apprezzabile coll'uso delle frange. Del resto nella misura degli allungamenti si notò anche questo particolare caratteristico che, facendo scoccare successivamente varie scintille, le frange andavano avanti e indietro fra due posizioni estreme che si mantenevano sensibilmente costanti se il numero delle scintille non era grande.



Dopo ciò credo opportuno di occuparmi anche delle interessanti ricerche eseguite dai sigg. Wüllner e Max Wien [1]), e lo faccio tanto più volentieri in quanto mi si offre l'occasione di rispondere ad una obbiezione mossa dai predetti fisici in ordine ai valori della costante dielettrica del vetro avuti da me e dal dott. Sozzani nel lavoro più volte citato, dolente solo che per ragioni indipendenti dalla mia volontà non abbia potuto avere prima d'ora tutti gli elementi necessari per chiarire il punto controverso.

I due fisici tedeschi vollero procedere ad un lavoro di revisione delle ricerche di elettrostrizione prescindendo in principio da ogni concetto teorico sulla natura del fenomeno in esame; onde si proposero di studiare se e in qual senso varia il modulo di elasticità di un condensatore chiuso di vetro tenendo conto soltanto delle pressioni che le cariche delle armature determinano sul dielettrico. Furono a tal uopo eseguite esperienze per lo studio delle deformazioni dei condensatori dovute tanto alla carica che alla scarica, e dal confronto dei valori ricavati per il modulo in base a tale studio con quelli che si ebbero mediante la compressione interna e la velocità di propagazione delle onde longitudinali, collo stesso materiale adoperato nelle esperienze elettriche, si trovò che le semplici azioni meccaniche inerenti alle cariche delle armature nella massima parte dei casi non sono sufficienti a produrre le deformazioni accusate dai condensatori.

Oltre a vari tubi di costituzione chimica nota venne cimentato uno di quelli che aveano servito per le esperienze fatte in questo laboratorio, distinto allora col n.° 9, e di esso come degli altri fu determinata con ogni cura la costante dielettrica; anzi, siccome risultavane fin da principio differenze notevoli fra i valori ricavati dagli A. e quelli ottenuti avanti da me e dal Sozzani, si usarono in questo caso per la determinazione vari metodi. I risultati cui essi pervennero non riuscirono del tutto concordanti, ma si potè constatare

1) Ann. der Phys., 9, p. 1217, 1902.

che a ciò contribuiva la conducibilità non molto piccola del campione cimentato; sicchè gli A. furono di parere che qualche grave causa di errore avesse dovuto influire nel senso di rendere assai bassi i valori della costante dielettrica ottenuti in questo laboratorio.

Per molto tempo non potei darmi ragione del fatto, poichè si era posta ogni cura nella determinazione di quella costante per i condensatori adoperati nelle ricerche di elettrostrizione; nè era da sospettare che il metodo adoperato fosse suscettibile di grandi incertezze, attesi i buoni risultati che da esso si hanno d'ordinario anche quando il dielettrico non è perfettamente isolante.

Fu trovata la causa di errore quando provai a determinare, col metodo del galvanometro balistico, la capacità del condensatore ad aria, che avea servito nelle nostre misure relative. Risultò allora un valore della capacità circa doppio di quello calcolato, e siccome sulla misura degli spessori dei quattro pezzi di ebanite posti fra le due lastre di vetro non poteva esservi alcun dubbio, non si avea altro modo di spiegare il notevole disaccordo che ammettendo una diversa flessione delle due lastre, ossia una differenza nei loro spessori; e difatti si trovò che la lastra situata in alto avea uno spessore di 2,0 mm. mentre quella in basso era spessa 2,4 mm. La differenza non è grande, ma tenuto conto delle dimensioni delle lastre in rapporto alle flessioni determinate dal loro peso dovetti convincermi che il valore calcolato per la capacità del condensatore ad aria era troppo piccolo.

Mi accinsi pertanto ad un lavoro di revisione per la parte delle precedenti ricerche riferentesi alla determinazione delle costanti dielettriche e, sebbene non potessi disporre di tutto il materiale impiegato nello studio della deformazione dei condensatori, riuscii ad ottenere quanto bastava per istabilire un confronto fra i risultati delle ricerche di elettrostrizione eseguite in questo laboratorio e quelli cui pervennero il Wüllner e il Max Wien.

Darò qui un breve cenno del metodo seguito nella ricerca ed esporrò i risultati avuti.

Al condensatore ad aria adoperato prima venne sostituito un altro dello stesso tipo, formato però con due pezzi di una lastra da specchio avente spessore quasi uniforme ed uguale a 7 mm.: lo spessore della lamina d'aria fu di 0,2433 cm., e la superficie di ciascuna armatura di 1925 cm^2; donde per la capacità si ebbe il valore 654 cm.

Si precedette in seguito alla determinazione sperimentale della capacità usando un galvanometro balistico, di cui si ebbe la costante sia facendovi passare una corrente continua d'intensità nota sia per mezzo dell'induttore terrestre, con risultati concordanti entro i limiti degli errori di osservazione. Un tasto in comunicazione col condensatore rapidamente veniva posto in contatto prima col polo della pila che serviva alla carica e poi col filo che andava al galvanometro. Dalle elongazioni corrette, per eliminare l'influenza dello smorzamento, si ricavò che fin quasi a 100 elementi della pila la capacità era indipendente dal numero di questi, e colla conoscenza delle forze elettromotrici di ogni serie di 20 elementi si pervenne ad un valore della capacità di 693, il quale, se differisce dal valore calcolato, e per il senso e per l'ordine di grandezza della differenza può considerarsi in buon accordo col valore teorico, poichè nel calcolo della capacità non si tenne conto dell'influenza dei bordi e della piccola capacità dei fili di attacco. Ci si attenne pertanto al valore dato dall'esperienza.

Col metodo precedentemente indicato furono ottenute le capacità dei vari condensatori che sono riportate nel seguente specchietto.

In esso compariscono anche i risultati delle determinazioni fatte col metodo dell'elettrometro, cioè a dire paragonando la capacità del condensatore di vetro con quella del condensatore ad aria presso a poco collo stesso processo seguito nelle primitive determinazioni. Si fece uso del tasto avanti indicato, al quale però fu aggiunto un pezzo metallico isolato e flessibile, che era destinato a stabilire la comunicazione col condensatore di paragone appena dopo che il pezzo metallico unito all'altro condensatore veniva staccato dalla pila e a mantenere la comunicazione fino a che il sistema

mobile giungeva a contatto col filo dell' elettrometro. Tutta la manovra si compiva in un tempo assai piccolo per eliminare come meglio si poteva l' effetto della conducibilità del vetro, sebbene si fosse riconosciuto che con una manovra meno rapida i risultati non riuscivano notevolmente modificati.

Il confronto si faceva caricando direttamente colla pila una volta il condensatore in esame e poi quello ad aria, per cui denotando con C e C_1 le due capacità, con c quella dell' elettrometro, con V il potenziale della pila, e con V_1, V_2 i potenziali del sistema dei tre condensatori nelle condizioni finali delle due esperienze, doveva aversi:

$$CV = (C + C_1 + c)\, V_1 ,$$

$$C_1V = (C + C_1 + c)\, V_2 ;$$

da cui:

$$\frac{C}{C_1} = \frac{V_1}{V_2} .$$

In tal modo per la misura relativa delle capacità non occorreva che la conoscenza delle due letture fatte sulla scala dell' elettrometro.

Nell' annessa tabella sono indicati: con N il numero che serve a distinguere i vari condensatori, con C_g e C_e i valori delle capacità ottenuti rispettivamente coi metodi del galvanometro balistico e dell' elettrometro, e con γ_g, γ_e i valori corrispondenti dei rapporti fra le nuove capacità e le C'_e determinate in occasione dello studio sulla deformazione dei condensatori, ossia i numeri per i quali bisogna moltiplicare i valori che allora si ebbero per le costanti dielettriche per apportarvi le correzioni in base alle due serie di esperienze ora eseguite.

N	C_g	C_e	C'_e	γ_g	γ_e
3	1069	1040	585	1,83	1,78
5	698	686	380	1,84	1,81
15	1270	1205	633	2,01	1,90
18	3565	3425	1670	2,14	2,05
19	3037	—	1476	2,06	—
20	1669	1622	856	1,95	1,89
21	1795	1895	909	1,98	2,08

Dal fatto che i valori delle capacità ottenuti coi due metodi sono per ciascuno nei condensatori cimentati presso a poco uguali fra loro è lecito argomentare che si è in presenza di risultati attendibili, e poichè i valori di γ relativi ai vari condensatori sono generalmente assai vicini fra loro si ha motivo di ritenere che le determinazioni precedenti della costante dielettrica erano quasi esclusivamente affette dall' errore che derivava dall' avere adottato per la capacità del condensatore ad aria un valore non esatto.

Rifatti i calcoli per dedurre in base ai nuovi valori del potere induttore specifico la costante k_1 introdotta dal signor Sacerdote, e che serve a denotare il coefficiente di variazione relativa della costante dielettrica per una trazione perpendicolare alle linee di forza, ho trovato valori che, pure essendo notevolmente più piccoli di quelli indicati nel lavoro sulla deformazione dei condensatori, sono sempre positivi; e si noti che a questo risultato si giunge tanto per i valori di k_1, ricavati dall' esame degli allungamenti, quanto dalle esperienze in cui si determinavano ad un tempo le variazioni di volume esterno ed interno.

I signori Wüllner e Max Wien per i condensatori di vetro turingio, e specialmente per quello che io loro inviai, pervennero a risultati per i quali non si può escludere che il valore di k_1 sia positivo; ma essi appoggiandosi di preferenza al comportamento del vetro di densità elevata si ritennero autorizzati a concludere che il modulo apparente di trazione secondo le loro ricerche riusciva superiore a quello che si ricava nel caso delle ordinarie deformazioni classiche, il che porterebbe per la teoria della elettrostrizione a valori di k_1

negativi. E veramente stando all' accuratezza con cui furono eseguite le esperienze dei Fisici tedeschi, ai valori non piccoli che risulterebbero per k_1 in molti casi, e sopra tutto al fatto che quei Fisici hanno potuto direttamente provare con recenti esperimenti [1]) una diminuzione della costante dielettrica colla trazione dei condensatori cilindrici nei casi in cui aveano ottenuto un modulo apparente più elevato del normale, non si saprebbe mettere in dubbio la loro deduzione per quanto riguarda l' insieme dei risultati. Ma a me pare che il volerla generalizzare fino al punto da escludere che per il vetro ordinario si possano avere valori di k_1 positivi non sia rigoroso, giacchè tanto dalle esperienze fatte in questo laboratorio, quanto da quelle compiute dai sigg. Wüllner e Max Wien risulta che le k_1 sono molto differenti per le diverse qualità di vetro, e che per talune si hanno in modo evidente valori positivi.

Del resto, abituati come siamo oramai a constatare che in altri ordini di fenomeni come ad esempio nella dilatazione termica si possono avere per le sostanze non semplici proprietà opposte regolando in modo opportuno il rapporto dei costituenti, non deve apparire strano che nelle modalità relative al funzionamento dei dielettrici si abbia qualche cosa di analogo; nè è da dimenticare che nei fenomeni di magnetostrizione, i quali pure dipendono da uno stato di polarizzazione, non tutti i corpi paramagnetici si comportano alla stessa maniera avendosi in generale per il nichel proprietà diametralmente opposte a quelle del ferro.

Laboratorio di fisica della R. Università di Pavia
Dicembre 1903.

---

1) V. Ann. der Phys. 11, p. 619, 1903.

LIBRI NUOVI

GRUNDRISS DER REINEN UND ANGEWANDTEN ELEKTROCHEMIE,

von P. FERCHLAND.

(Halle a. S. - Verlag von Wilhelm Knapp).

Il libro, di 270 pagine, è diviso in tre parti. La prima tratta della elettrolisi; e spiega le leggi di Faraday, i numeri di Hittorf, le teorie di Grotthus, Clausius e Arrhenius, i rapporti della teoria della dissociazione elettrolitica con le leggi dei gassi e la nuova teoria delle soluzioni, la determinazione del grado di dissociazione e delle costanti di dissociazione, la velocità degli joni e la legge di Kohlrausch: — la seconda parte, intitolata « cambiamenti di energia nei processi elettrolitici », tratta della misura delle forze elettromotrici, dell' applicazione della teoria meccanica del calore alle forze elettromotrici, della teoria osmotica di Nernst, delle differenze assolute di potenziale, del comportamento elettromotore dei metalloidi, della polarizzazione: — la terza parte contiene le applicazioni della elettrochimica, e dice dei metodi di riscaldamento mercè l' elettricità, dei forni elettrici, della fabbricazione del carburo di calcio e di altri processi elettrotermici; poi della galvanostegia, della doratura, inargentatura, ramatura, nichelatura, platinatura galvanica; dei processi elettrometallurgici per il rame, l' argento, l' oro, e pei metalli leggeri; dei processi elettrici per ottenere il cloro, l' acido clorico, il perclorato potassico, i persolfati e percarbonati ecc..

Il libro presuppone quella conoscenza della chimica e fisica elementare che si acquista nei corsi universitarj. Quelle parti della chimica e della fisica che riguardano l'argomento, la teoria delle soluzioni, i più importanti principj della elettrodinamica, le misure elettriche, sono svolte a fondo e con la più lodevole chiarezza. Il libro giunge opportunissimo per

tutti coloro che desiderano coltivare questo nuovo e sì promettente ramo della chimica. Dott. T. GIGLI.

KALENDER FÜR ELEKTROCHEMIKER SOWIE TECHNISCHE CHEMIKER UND PKYSIKER FÜR DAS JAHR 1904.

Dr. A. NEUBURGER.

VIII Jahrgang.
(Berlin W., Verlag von M. Krayn).

Nella prima parte dedicata alla Elettrotecnica il libro contiene l' enunciato delle leggi fondamentali della elettricità e le formule relative, le unità di misura elettriche stabilite dagli elettrotecnici al Congresso di Chicago del 1893, i metodi di misura delle grandezze elettriche, tutti i dati riguardanti le resistenze, le costanti dielettriche, le perdite di tensione e il riscaldamento dei fili di rame, le regole per l' impianto delle dinamo. La seconda parte contiene i dati chimici (pesi atomici, pesi specifici, solubilità ecc. ecc.). La terza parte, col titolo Elettrochimica, dà pure i principi fondamentali di essa, definisce le unità di massa elettrochimica, gli equivalenti elettrochimici, e in numerosissime tabelle contiene tutti i dati che possono abbisognare all' elettrochimico concernenti le velocità di trasporto, i numeri di trasporto, i coefficienti di temperatura, le resistenze e le conducibilità elettriche degli elettroliti in soluzione o fusi; la polarizzazione, la pressione delle soluzioni, le differenze di potenziale, la produzione delle correnti per via elettrochimica o per via termoelettrica, gli accumulatori, la galvanoplastica e galvanostegia, la preparazione dei colori minerali con l' elettrolisi.

Le tabelle dell' appendice contengono un gran numero di dati matematici e fisici che hanno attinenza con questo ramo della chimica, e la legislazione relativa.

In confronto con le edizioni precedenti il libro è assai ampliato; vi sono aggiunti i dati riguardanti la produzione dell' acciaio elettrolitico; una descrizione degli accumulatori di Edison e di Jungner ecc.. Tutte le tabelle sono corrette

ove era d' uopo per metterle d' accordo con gli ultimi progressi della scienza.

Si può dire che questo libro è uno strumento piuttosto indispensabile che utile per chiunque, scienziato puro o tecnico, coltivi l' Elettrochimica. Dott. T. GIGLI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVI, Maggio 1903.

MESLIN G. *Teoria del dicroismo magnetico ed elettrico* (pp. 1059-1061). — Dopo avere rilevato come i fenomeni di dicroismo presentati da alcuni liquidi, associati a solidi cristallini, quando sono piazzati in un campo magnetico, non dipendono da un'azione propria del solido, in senso assoluto, ma dalla sua azione relativa al mezzo in cui esso è disseminato, e avere rilevato l' analogia che essi hanno coi fenomeni di paramagnetismo e diamagnetismo, in cui si manifesta l' influenza del mezzo ambiente, l'A., tenuto conto che sono attivi soltanto i liquidi che contengono sospese particelle solide e specialmente cristalli, pensa che si possano spiegare i fenomeni stessi nel modo seguente:

« Il liquido contiene sospese lamine cristalline più o meno « magnetiche rispetto a esso, così che nel campo di un'elettrocalamita « esse si comportano come para o diamagnetiche. Supponendo al« lora che ciascuna di queste lamine abbia un asse magnetico si« tuato nel suo piano e che si orienti sotto l' influenza del campo, « è possibile dimostrare che nei due casi l' insieme di queste la« mine prende una struttura dissimetrica, donde risulta una di« suguaglianza di azione nelle due componenti principali della « luce che attraversa questa massa.

SALLES. *Repulsione della luce anodica per parte dei raggi catodici* (pp. 1061-1062). — In una Memoria del 1869, Hittorf manifesta l' opinione che in un tubo, a partire da un certo grado di vuoto, il catodo respinga la luce anodica.

Seménoff invece, più recentemente, dalle sue esperienze è stato condotto a concludere che non il catodo, ma il fascio catodico ha influenza sulla luce anodica.

L'A. giunge alle stesse conclusioni del Seménoff, dopo avere sperimentato con un tubo formato da un' ampolla alla quale erano saldati tubi di vetro in croce, le branche orizzontali dei quali

contenevano i catodi, e la branca superiore l' anodo ben protetto così dal raggiamento catodico. In questo caso quando il tubo funziona, si vede apparire all' anodo un bel fascio bleu-lilla che si arresta là dove il vetro comincia ad apparire fosforescente.

BERTHELOT. *Nuovi studi su una legge relativa alle forze elettromotrici sviluppate dalle azioni reciproche delle dissoluzioni saline* (pp. 1109-1128). — L' A. ha già precedentemente stabilito che fra la f. e. m. (E) sviluppata dall' azione di un acido su una base, e le f. e. m. (ε_1) e (ε_2) sviluppate dall' azione del sale corrispondente, da una parte, sull' acido dall' altra parte, sulla base esiste la relazione

$$E = \varepsilon_1 + \varepsilon_2.$$

L' esistenza di questa legge è stata dall'A. constatata su dieci acidi e due basi (soda e ammoniaca), ed è stato anche stabilito che essa è applicabile tanto a freddo quanto a temperature elevate.

L'A. ha proseguito le sue ricerche, e in questa Nota pubblica il risultato di alcune esperienze eseguite su sistemi di pile constituite dai seguenti corpi: H_2SO_4, NaOH, Na_2SO_4, $ZnSO_4$, $CuSO_4$, studiate separatamente, o associate 2 a 2, 3 a 3, 4 a 4: ciascun sistema essendo stato studiato con nove combinazioni di elettrodi metallici, zinco, rame e platino.

In fine l'A. rileva il carattere essenzialmente termochimico che deve presiedere alla costituzione delle pile suscettibili di sviluppare lavoro esterno continuo, lavoro di elettrolisi o di altra specie.

BLONDLOT R. *Sulla esistenza, nelle radiazioni emesse da un becco Auer, di raggi che attraversano il metallo, il legno, etc.* (pp. 1120-1123). — La disposizione sperimentale adottata dall'A. è la seguente: « Un becco Auer è chiuso in una specie di lanterna in « lamiera di ferro, chiusa da tutte le parti, e portante soltanto « aperture destinate al passaggio dell' aria e dei gas della com- « bustione e disposte in modo da non lasciar passare alcuna luce: « una finestra rettangolare larga 4 cm., alta $6^{cm},5$ praticata nella « lamiera all' altezza della reticella incandescente, è chiusa da « una foglia di alluminio spessa circa mm. 0,1. Il camino del « becco Auer è in lamiera di ferro: vi è praticata una fenditura « larga 2 mm. e alta $3^{cm},5$, di fronte alla reticella, per modo che « il fascio luminoso che ne esce sia diretto sulla foglia di allu- « minio. All' esterno, e davanti alla foglia di alluminio, si pone « una lente biconvessa in quarzo avente 12 cm. di distanza fo- « cale per la luce gialla, e, dietro questa lente, l' eccitatore a pic-

« colissime scintille, già descritto dall'A. in altra Nota: la scin- « tilla è prodotta da una bobina d' induzione estremamente debole, « munita di un interruttore ruotante che funziona con grandissima « regolarità ».

L'A. ha constatato anche che queste radiazioni attraversano tutte le sostanze da lui provate ad eccezione del salgemma, sotto uno spessore di 3 mm.: del piombo sotto uno spessore di mm. 0,2; del platino sotto uno spessore di mm. 0,4, e dell'acqua. Fra le sostanze attraversate l'A. cita la stagnola, foglie di rame e di ottone dello spessore di mm. 0,2 una lastra di alluminio, di acciaio, di argento, etc. etc. La fluorina si è mostrata poco trasparente sotto uno spessore di 5 mm., lo zolfo sotto uno spessore di 2 mm. e il vetro sotto quello di 1 mm.

Viceversa da queste radiazioni l'A. non ha ottenuto alcun effetto fotografico apprezzabile dopo un' ora di posa.

L'A. infine osserva che l' origine comune nella emissione di un becco Auer, l' opacità del salgemma e dell' acqua porterebbero a concludere che queste radiazioni debbano essere considerate come vicine alle radiazioni di grandissima lunghezza d' onda scoperte dal Rubens. Ma fa d' altra parte rilevare che la trasparenza per i raggi del becco Auer dei metalli e di altre sostanze opache per i raggi Rubens costituisce una differenza, in apparenza radicale, fra le due specie di radiazioni.

Bouasse e Carrière. *Sul modulo di trazione e il coefficiente di dilatazione del caoutchouc vulcanizzato* (pp. 1130-1131). — Gli A. mostrano che, a seconda della teorica scelta, tra le medesime cariche e le medesime temperature, si ottengono per il modulo di trazione e pel coefficiente di dilatazione valori molto variabili, poichè essi dipendono da tutte le operazioni anteriori, e che la ipotesi che la lunghezza sia una funzione determinata della carica e della temperatura è assolutamente inammissibile. Concludono quindi che le conseguenze termodinamiche classiche che sono basate su questa ipotesi non possono essere che grossolanamente approssimate, e probabilmente molto lontane dalla verità.

Aubel (van) E. *Sugli effetti termomagnetici nelle leghe bismuto-piombo* (pp. 1131-1133). — A. von Ettingshausen e W. Nernst hanno scoperto i due seguenti fenomeni in una lastra di bismuto piazzata normalmente alle linee di forza di un campo magnetico:

1° Tra due punti di questa lastra situati su una perpendicolare alla direzione di un flusso calorifico si produce una differenza di potenziale. Questa differenza di potenziale cangia di segno col campo magnetico e si chiama *effetto termomagnetico trasversale*.

2° Una differenza di potenziale si osserva pure nella direzione della corrente calorifica, sotto l'azione del magnetismo e questo è l'*effetto termomagnetico longitudinale*, che non muta di senso con la forza magnetica e può essere considerato come una modificazione del potere termoelettrico del bismuto.

Queste due azioni sono sopratutto manifeste nel bismuto. Per il piombo, la prima è troppo debole per poterne constatare l'esistenza con certezza, la seconda poi non ha potuto osservarsi neppure nell'antimonio.

L'A. ha studiato questi due fenomeni termomagnetici, trasversale e longitudinale, per alcune leghe di bismuto e per piccole quantità di piombo, e le conclusioni cui è giunto sono le seguenti:

1° *Effetto longitudinale.* — Per il bismuto puro la f. e. m. termoelettrica della coppia formata col rame aumenta per l'azione del magnetismo. Colla introduzione di tracce di piombo nel bismuto puro, la f. e. m. termo-elettrica diminuisce sotto l'influenza del campo magnetico. Aumentando ancora la quantità di piombo si accentua ancora questa diminuzione, tanto che essa diviene superiore all'accrescimento della f. e. m. osservata col metallo puro. Inoltre, colle leghe bismuto-piombo studiate dall'A. le deviazioni si producono nello stesso senso, ma hanno valori differentissimi secondo il senso della calamitazione. Il piombo non dando luogo a un effetto termomagnetico longitudinale, esiste una lega bismuto-piombo che fornisce valori negativi e massimi.

2° *Effetto trasversale.* — La presenza di traccie di piombo ha per risultato di aumentare considerevolmente il valore dell'effetto trasversale, senza cambiarne il senso. Il fenomeno che è nullo nel piombo puro, è il più intenso per una lega determinata di bismuto con traccie di piombo.

L'A. conclude che le influenze così diverse prodotte dalla presenza del piombo nelle leghe studiate sembrano provare che i due effetti termomagnetici non sono connessi, e si riserba di continuare le ricerche su questo argomento.

Brodhet A. e Ranson G. *Sulla elettrolisi dei solfuri alcalini* (pp. 1134-1136). — Dalle loro esperienze gli A. concludono che la elettrolisi di un solfuro alcalino dà all'anodo, a seconda delle condizioni di concentrazione, sia del zolfo, sia composti di ossidazione che vanno fino all'acido solforico.

Lippmann G. *Sulla distribuzione della materia alla superficie della terra* (pp. 1172-1173). — Dalle osservazioni del pendolo fatte su tutta la superficie del globo, il Faye ha dedotto che nella riduzione delle osservazioni di g non bisogna tener conto dell'attrazione esercitata dalle masse continentali, per quanto conside-

revoli siano, ma fare soltanto le piccole correzioni dovute ad attrazioni puramente locali. A spiegare la nessuna influenza dell'attrazione delle masse continentali, il Faye emette l'ipotesi, che per l'azione raffreddante dell'acqua di mare, la crosta terrestre abbia sotto gli oceani uno spessore più grande che sui continenti: da ciò una compensazione.

L'A. invece pensa che si possano spiegare le compensazioni senza fare ipotesi sulla formazione della crosta terrestre, ricorrendo soltanto al principio di Archimede. Per questo l'A. osserva che la crosta terrestre, considerata almeno in grande superficie, è flessibile, e riposa sulle masse sottoposte che sono liquide. Le diverse porzioni quindi di essa sono sostenute dalla spinta di Archimede, e vi è dunque uguaglianza tra il peso p di materie solide accumulate su una data superficie e il peso p del liquido spostato: questo il principio di Archimede, e al tempo stesso la causa della compensazione.

Dappertutto dove vi è accumulamento di materia solida, vi è al tempo stesso spostamento, e per conseguenza diminuzione uguale di materia liquida.

Notando infine che la crosta terrestre non è flessibile che considerata sotto grande superficie, mentre non lo è per piccole estensioni, s'intende come le piccole correzioni locali debbano essere fatte, mentre vengano a sparire le grandi correzioni continentali.

Becquerel H. *Conduttibilità e ionizzazione residua della paraffina solida, sotto l'influenza del raggiamento del radio* (pp. 1173-1176). — Già l'A. nel 1896, in seguito alle sue ricerche sul raggiamento dell'uranio aveva mostrato che la conduttibilità che quel raggiamento comunica a diversi gas persiste durante alcuni istanti dopo che questi gas cessano dall'essere attraversati da que' raggi. Più tardi il Curie ha mostrato che i dielettrici liquidi diventano conduttori quando sono attraversati dal raggiamento del radio.

L'A. ha ricercato se la paraffina solida godeva della stessa proprietà, e ha constatato che essa diventa conduttrice quando è attraversata dal raggiamento del radio, e che, cessata l'influenza radiante, conserva una conduttibilità che diminuisce rapidamente, ma che resta sempre apprezzabile durante circa una mezz'ora.

L'A. conclude che l'analogia di questo fenomeno con quello che si manifesta in tutti i dielettrici attraversati dai raggi X porta a pensare che il raggiamento del radio produca effetti dello stesso ordine attraverso tutti i dielettrici solidi, come attraverso i dielettrici liquidi e gassosi.

AUBEL (van) E. ***Sulla conduttibilità elettrica del selenio in presenza dei corpi trattati coll' ozono*** (pp. 1189-1190). — Il Vincent ha già da tempo constatato che alcune sostanze, incapaci di per se stesse d' impressionare le lastre fotografiche acquistavano tali proprietà dopo essere state sottoposte all' azione dell' ozono. Più recentemente il Villard ha rilevato lo stesso fenomeno, e il Douy-Hénault ha attribuito i risultati ottenuti alla formazione dell' acqua ossigenata, che il Vincent per il primo aveva constatato essere contenuta nel caoutchouc trattato coll' ozono.

L'A. dopo avere già constatato [1]) che le radiazioni emesse dall' acqua ossigenata e dalla essenza di trementina diminuivano la resistenza elettrica del selenio, ha ricercato se i corpi trattati coll' ozono godevano della stessa proprietà. I risultati ottenuti esperimentando su una foglia di caoutchouc rossa e su un pezzo di canfora lo portano a concludere che i corpi trattati coll' ozono e suscettibili di essere attaccati da esso, aumentano la conduttibilità elettrica del selenio, e che il ritorno al valore suo primitivo di resistenza elettrica è estremamente lento.

KORN. ***Sulla trasmissione di fotografie per mezzo di un filo telegrafico*** (pp. 1190-1193).

BLONDLOT R. ***Su nuove sorgenti di radiazioni suscettibili di attraversare i metalli, il legno ecc. e su nuove azioni prodotte da queste radiazioni*** (pp. 1227-1229). — Ricercando se radiazioni analoghe a quelle da lui già segnalate nella emissione di un becco Auer si riscontrassero in altre sorgenti di luce e di calore, l'A. ha constatato che la fiamma di un becco a gas anulare, una foglia di lamiera, una lamina di argento scaldata al rosso per mezzo di un becco Bunsen, ne forniscono presso a poco tante quante il becco Auer. Un becco Bunsen invece non ne produce in modo sensibile. Questo fatto conduce l'A. a pensare che la emissione di radiazioni suscettibili di attraversare i metalli, etc. è un fenomeno estremamente generale, e per brevità propone di designare queste radiazioni col nome di *raggi n*. L'A. fa rilevare che questi raggi *n* comprendono una grandissima varietà di radiazioni, poichè mentre quelle che provengono da un becco Auer hanno indici più grandi di 2, ve ne sono, fra quelle emesse da un tubo Crookes, alcune il cui indice è inferiore a 1,52.

L'A. ha constatato anche che per rivelare la presenza di questi raggi *n* si può sostituire alla loro azione su una piccola scintilla, quella che essi hanno su una piccola fiamma a gas formata alla estremità di un tubo di metallo munito di un piccolissimo

1) C. R. Aprile 1908.

foro. Questa fiamma sotto l'azione di que' raggi diventa più luminosa e più bianca, e le variazioni del suo splendore permettono di trovare quattro fuochi in un fascio che abbia attraversato una lente di quarzo: fuochi che sono quelli stessi mostrati dalla piccola scintilla. La fiamma, sostituita alla scintilla, non permette soltanto la constatazione della polarizzazione di que' raggi.

Studiando in seguito le azioni prodotte da questi raggi l'A. ha trovato che essi sono bensì incapaci di eccitare la fosforescenza nei corpi suscettibili di acquistarla sotto l'azione della luce, ma che d'altra parte aumentano notevolmente lo splendore della fosforescenza stessa nei corpi già resi fosforescenti dalla luce. Proprietà questa analoga a quella dei raggi rossi e infrarossi scoperta dal Becquerel.

L'A. conclude che l'affinità dei raggi *n* colle radiazioni note di grandi lunghezze di onda sembra certa. D'altra parte la facoltà che hanno questi raggi di attraversare i metalli li differenzia da tutti quelli noti, così che è probabile che essi siano compresi nei cinque ottavi della serie di radiazioni che restano inesplorati tra i raggi di Rubens e le ondulazioni elettromagnetiche a cortissime lunghezze di onda. Questo l'A. si propone di verificare in seguito.

Ariès E. *Leggi dello spostamento dell'equilibrio termodinamico* (pp. 1242-1244). — Le leggi enunciate dall'A. in questa Nota sono:

1° In un elemento di trasformazione reversibile che si compia a pressione costante o a volume costante, la temperatura del sistema aumenta o diminuisce a seconda che questo sistema assorbe o sviluppa del calore.

2° In un elemento di trasformazione reversibile che fosse isotermica o adiabatica, il volume del sistema aumenta o diminuisce secondo che la pressione sopportata dal sistema diminuisce o aumenta.

Perrot L. *Conduttibilità termica del bismuto cristallizzato* (pp. 1246-1248). — Avendo a sua disposizione più parallelepipedi di bismuto di una struttura cristallina notevolmente regolare, l'A. li ha sottoposti a misure di conduttibilità termica, impiegando un dispositivo analogo a quello di Lownds [1]).

Avendo l'intenzione di provare un altro metodo, in questa Nota l'A. si limita a pubblicare qui i risultati delle esperienze individuali e le loro medie per ciascun parallelepipedo. Intanto fa rilevare che la conduttibilità è più forte perpendicolarmente

1) Philos. Mag., t. 5, 1903, p. 152.

all'asse e nel senso del clivaggio il più facile, ciò che conferma una volta di più la legge di Pannettaz [1]).

La media generale dei rapporti delle conduttibilità termiche trovata dall'A. è 1,342 (Lownds: 1,42).

Ferrié G. *Sulle onde erziane in telegrafia senza fili* (pp. 1248-1251). — Per misurare la lunghezza di onda delle oscillazioni prodotte in una antenna di forma e di altezza qualunque, basta collegare all'antenna, in un punto compreso tra l'oscillatore e l'antenna, una delle estremità di un filo orizzontale, l'altra estremità del quale sia perfettamente isolata. L'A. per questo ha adoperato un cavo formato da sette fili di rame di $0^{mm},4$ ricoperto di gutta e teso orizzontalmente a un metro dal suolo.

Ha intercalato un amperometro termico in questo filo, in prossimità della connessione coll'antenna. Questo filo prende parte al movimento vibratorio, e le oscillazioni che vi si determinano sono massime quando l'antenna e il filo sono all'unisono, allungandolo progressivamente si vedono crescere gradualmente le indicazioni date dallo strumento di misura, con un massimo molto netto per una lunghezza ben determinata, poi decrescere fino a un valore prossimo a zero, poi aumentare di nuovo e così di seguito. Il massimo e il minimo sono regolarmente spostati, e la differenza delle lunghezze corrispondenti a due concamerazioni successive rappresenta $^1/_4$ di lunghezza di onda.

L'A. riporta in questa Nota alcune lunghezze di onda ottenute con antenne di forma variabile ma simmetriche, e di una lunghezza da 25 m. a $12^m,50$, non compreso l'unico filo collegante l'antenna propriamente detta all'oscillatore e questo alla terra.

Da queste misure si deduce che la lunghezza di onda e la capacità aumentano colla lunghezza dell'antenna, col numero e colla distanza dei fili costituenti l'antenna propriamente detta. Di più la self-induzione resta press'a poco costante per una lunghezza data di antenna, qualunque sia la sua forma, con tendenza sempre a diminuire quando la distanza dei fili aumenta.

Misurando l'intensità delle oscillazioni nel filo che collega l'oscillatore alla terra, col piazzare l'amperometro termico in derivazione su due punti di questo filo, l'A. ha constatato che nelle dette antenne, una bobina di 30 cm. che dava 3 cm. di scintilla e un consumo medio di 100 watts, l'amperometro indicava intensità da 1 a 3 amp. efficaci. Questa intensità aumenta nettamente col numero e la distanza dei fili.

L'A. infine ha rilevato anche che quando si eccitava un'an-

1) C. R, t. 114, p. 1352.

tènna per mezzo di un trasformatore Tesla, genere d'Arsonval, si osserva che la lunghezza di onda del movimento vibratorio comunicato all'antenna è costante qualunque sia il numero delle spire del secondario di Tesla. Questo periodo è quello del circuito eccitatore. Ma le oscillazioni dell' antenna hanno un massimo di energia quando le spire del secondario sono in numero tale che l' insieme dell' antenna e delle spire rappresenti un quarto di onda del movimento vibratorio eccitatore.

Per trovare questo accordo basta porre un termico in derivazione su due punti dell' antenna in prossimità della presa di terra.

Aggiungendo una a una delle spire indipendenti, il termico indica un massimo molto netto per un numero di spire determinato. Questo massimo corrisponde all'accordo. Ma se si è condotti ad aumentare molto il numero delle spire, si varia notevolmente la self-induzione e l' induzione mutua, l' intensità misurata diminuisce, e l' accordo può passare inosservato. In questo caso è preferibile agire sulla capacità del circuito eccitatore in modo da ottenere il massimo per un numero di spire compreso tra 2 e 5.

LAFAY A. *Sulla polarizzazione della luce diffusa per rifrazione* (pp. 1251-1254).

P. BACCEI.

Physikalische Zeitschrift. Gennaio 1904.

HARTMANN LEO W. *La radiazione luminosa delle lampade di Nernst per varie densità di corrente* (pp. 1-6). — L'A. paragona la luce della lampada del Nernst con quella di una fiamma ad acetilene, e questa con la luce di una Hefner, servendosi di uno spettrofotometro, nel quale al prisma sostituisce un reticolo di Rowland. Tra i risultati noto che relativamente alla fiamma ad acetilene a parità di energia luminosa totale, la lampada di Nernst emette maggior quantità di onde lunghe; quando si aumenta la corrente aumenta la luce emessa più rapidamente nella parte meno rifrangibile dello spettro finchè la corrente non raggiunge l' intensità normale; da questo punto in poi l' aumento è più sentito nella parte più rifrangibile.

Rispetto alla Hefner per intensità minori della normale è meno ricca dei raggi più rifrangibili, per intensità maggiori è più ricca, e per la corrente normale ha la stessa distribuzione.

RICHARDSON O. W. *Sulla conducibilità comunicata al vuoto da conduttori riscaldati* (pp. 6-11). — La ricerca si riferisce alla conducibilità di gas rarefatti in vicinanza di superfice metalliche

riscaldate, tenute a potenziali elevati. Il metodo consiste nel misurare la corrente di saturazione che si stabilisce tra la superfice riscaldata e un conduttore vicino, per varie temperature. Tra i risultati noto che allorquando la superfice riscaldata è carica negativamente e la pressione è abbastanza bassa, la corrente di saturazione non dipende dalla pressione ma cresce rapidamente colla temperatura.

Attribuendo agli elettroni velocità distribuite secondo la legge di Maxwell, la corrente di saturazione è data da

$$A \Theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\Theta}}$$

dove A e b sono costanti, Θ è la temperatura assoluta, e è la base dei log. naturali.

L'A. studia le correnti di saturazione che si stabiliscono con platino, carbone e sodio riscaldati, e dalle misure deduce i valori A e b della formula, e il numero dei corpuscoli liberi per ogni cm^3 di metallo, numero che risulta 10^{21}.

I risultati spiegano l' effetto Edison.

Elster J. e Geitel H. *Sulla sostanza radioattiva la cui emanazione è contenuta nell' aria del suolo e dell' atmosfera* (pp. 11-20). — Gli A. avevano già dimostrato che ci sono sostanze radioattive assai diffuse e che tra esse sono comprese alcune specie di terre.

In questa Nota studiano la radioattività dell' aria e di alcune terre, servendosi dell' apparecchio portatile da loro costruito.

Osservano che l' attività dell' aria atmosferica decresce col crescere dell' altezza sul suolo; aumenta dalla costa del mare del Nord verso l' interno del continente. L'aria presa a piccole profondità nel suolo argilloso ha un' attività notevolmente maggiore dell' aria atmosferica. Argilla disseccata, messa in presenza dell' apparecchio ne aumenta notevolmente la dispersione dell' elettricità.

Gli A. tentano, senza risultato, di isolare dall' argilla la parte più attiva. Trovano che il fango delle terme di Battaglia ha un attività superiore all' argilla, ne eliminano i carbonati, lo trattano successivamente con acido nitrico, solforico, senza mutarne sensibilmente l' attività; ne fanno l' elettrolisi con catodo di rame e questo diventa attivo, conservando l'attività inalterata per delle settimane. L' attività indotta in fili di piombo o in foglie d' oro tenuti a potenziali elevati negativi, in presenza di fango decresce seguendo la formula del Curie.

Gli A. ritengono che il principio fondamentale di quest'attività sia il radio che si troverebbe straordinariamente diluito, quest'attività avrebbe origine nell'involucro solido della terra, e forse cresce colla profondità del suolo.

VAN DER WAALS J. D. jr. *Sulla variabilità della grandezza b nell' equazione di stato di Van der Waals* (p. 20).

BÖRNSTEIN R. *Alcune ricerche sulla dispersione dell'elettricità nell'aria* (pp. 20-25). — Si serve dell'apparecchio di Elster e Geitel. Paragona la dispersione prodotta dall' aria di cantina a quella dell' aria di una stanza da lavoro e la trova notevolmente superiore; trova ancor più notevole la dispersione dell' aria aspirata dal suolo. Questo maggior valore non è dovuto all'acqua del suolo perchè l'A. prova che la conducibilità dell'aria che sia stata in presenza di acqua non è variata; tuttavia se l' acqua si rinnova continuamente l'A. conferma l'aumento di conducibilità trovato da altri.

KORN A. *Sopra un metodo semplice per la produzione di rotazioni sincrone in due stazioni lontane, impiegando l' indicatore di frequenza di Hartmann e Braun* (pp. 25-27). — Un motore a corrente continua mette in rotazione un cilindro e sviluppa correnti alternate la cui frequenza è indicata dall' apparecchio di Hartmann e Braun. Ciò in ognuna delle due stazioni che sono unite da una linea telegrafica. Si regolano in modo che abbiano circa la stessa velocità. Per correggere le piccole differenze inevitabili, ad ogni giro di uno dei cilindri si chiude un circuito per cui si lancia nella linea telegrafica una corrente, questa libera il secondo cilindro (più veloce) da un dente d' arresto il cui scopo è di arrestarlo ad ogni giro finchè giunga la corrente regolatrice.

LORENTZ H. *L' azione di un giroscopio sul rullio delle navi* (pp. 27-32).

ELSTER J. e GEITEL H. *Sulla connessione di recipienti di quarzo alla pompa a mercurio* (pp. 33-34). — È ottenuta in modo analogo a come si procede per il vetro, quando si ricorre alla protezione a mercurio.

HERTZSPRUNG EJNAR. *Confronto di alcuni risultati spettrofotometrici* (p. 34).

PFLÜGER A. *La ripartizione dell' energia negli spettri dei metalli ottenuti mediante scintille* (pp. 34-36). — Questa ripartizione è studiata con pila termoelettrica, prisma e lenti di fluorina.

Tutti i metalli presentano un massimo marcatissimo nell' ultra violetto per lunghezze d'onda minori di 260 $\mu\mu$; la posizione e l' intensità del massimo variano da un metallo all' altro. Anche i metalli i cui spettri sono composti di poche linee presentano le

linee più intense oltre i 260 $\mu\mu$ ad eccezione del magnesio il cui triplet a 280 $\mu\mu$ è più intenso di tutte le linee studiate.

Questo massimo talvolta prosegue oltre i 180 $\mu\mu$ ove incomincia un forte assorbimento dell' aria.

Altro massimo, molto più debole si presenta nell' ultrarosso tra 700 e 1000 $\mu\mu$.

L'A. osserva che se la radiazione fosse di temperatura i vapori dei metalli avrebbero temperature straordinariamente elevate.

RUDOLPH A. *Sulla trasparenza della nebbia per raggi di luce di diverse lunghezze d' onda* (pp. 36-39). — Dapprima paragona l' efficacia luminosa di varie sorgenti aventi diversa composizione; poi confronta allo spettrofotometro la luce emessa da una sorgente con quella parte di essa che attraversa uno strato di nebbia prodotto artificialmente. Egli verifica che la nebbia è più trasparente pei raggi dal giallo al violetto che dal giallo al rosso.

HONDA K. e SHIMIZU S. *Sulla magnetizzazione e le variazioni magnetiche di lunghezza in metalli e leghe ferromagnetiche alla temperatura dell' aria liquida* (pp. 40-42). — Gli A. sperimentano sopra elissoidi di sostanze ferromagnetiche come ferro di Svezia, acciaio al volframio, nichel ecc. Trovano che pei tre corpi citati la magnetizzazione in campi deboli è minore alla temperatura dell' aria liquida che alla temperatura ordinaria, ma è maggiore nei campi intensi; pel cobalto è sempre minore.

Il raffreddamento nell' aria liquida fa diminuire la dilatazione magnetica del ferro, dell' acciaio al volframio; fa aumentare la contrazione nel cobalto fuso, nel nichel per campi superiori ai 670 Gauss; diminuire nel cobalto ricotto, nel nichel per campi inferiori ai 670 Gauss.

Gli A. studiano in modo speciale gli acciai al nichelio la cui magnetizzazione (quasi nulla per il 25 $^0|_0$ di nichelio) dipende in modo complicato dalla composizione, dalla temperatura, dal campo, e presenta due massimi per il 29 $^0|_0$ e 26,6 $^0|_0$ di nichelio.

Lo stesso si verifica per l' allungamento che è nullo per il 25 $^0|_0$ di nichelio.

MELDAU H. *Sulla collocazione della bussola nei casotti di ferro del timoniere* (pp. 42-45). — Nelle navi costruite alle latitudini boreali le parti più elevate in ferro posseggono una polarità sud, per cui producono un campo magnetico diretto verso l'alto, cioè in senso opposto al campo terrestre. L'A. ne studia le caratteristiche su varie navi e conclude che l' esistenza di questa forza verticale è una cattiva proprietà; che le pareti del casotto non devono essere in ferro; che questo metallo va eliminato dalla co-

struzione sostituendolo per quanto è possibile con acciaio poco magnetico, come p. es. acciaio contenente il 25 °|₀ di nichelio.

Kolàcek Franz. *Sulle forze ponderomotrici cui è soggetto un dielettrico omogeneo in un campo elettromagnetico variabile* (pp. 45-47).

Harms F. *Sopra una disposizione per l' esatto impiego dell' elettrometro nella misura di quantità di elettricità e la sua applicazione alla misura assoluta di correnti straordinariamente deboli* (pp. 47-50). — In questa nota si occupa specialmente della misura di capacità piccolissime.

Con due metodi diversi misura la capacità di un cilindro metallico posto entro a un altro tenuto in comunicazione col suolo; nota questa capacità se ne serve per misurare quantità di elettricità coll' elettrometro, e piccole capacità. A questo scopo unisce la capacità incognita, p. es. un elettroscopio, al cilindro interno, mentre l' estremo è a terra; lo carica e ne misura il potenziale; stacca dalla capacità ignota il cilindro e la scarica dopo averne misurato il potenziale; la riunisce al cilindro e ne misura nuovamente il potenziale. Da queste operazioni è facile dedurre la capacità.

Stark J. *Ionizzazione prodotta dall' urto di ioni negativi di carbone incandescente* (pp. 51-57). — A un filo di carbone piegato a U è affacciata una punta metallica; il filo è scaldato dalla corrente elettrica ed è tenuto a un elevato potenziale negativo. L'A. misura la corrente che si produce in tali condizioni, per varie pressioni, (sempre molto basse) facendo variare la tensione al filo di carbone. Le curve rappresentative delle correnti presentano dei punti singolari dal cui esame l'A. deduce che la tensione di ionizzazione pel vapore di mercurio è 11 volta, per l' azoto è 27 volta. Da considerazioni teoriche deduce poscia che la ionizzazione di un gas deve possedere un valore limite ed essere indipendente dalla temperatura per un grande intervallo.

Kaufmann W. *Ricerche sulle correnti convettive alla pressione ordinaria* (pp. 57-58). — Gli elettrodi sono due fili di platino piegati a U, possono avvicinarsi o allontanarsi, l'A. misura la loro differenza di potenziale per varie intensità di corrente; trova andamento diverso da quello dello Stark; che cioè al crescere della distanza la differenza di potenziale aumenta prima molto celeremente, poi molto lentamente.

Dessauer F. e Wiesner B. *Ricerche sull' azione perturbatrice dei raggi S nella radiografia* (pp. 58-61). — Cercano di ridurla disponendo sul tragitto dei raggi, specie di diaframmi, costituiti da tubi metallici.

A. Amerio.

Zeit. f. Elektrochemie. N.i 40-48 1903.

CENTNERSZWER e TELETOW. *Curve di solubilità in So_2 nell' intorno critico* (pp. 799-802). — In questo lavoro, che si riconnette ad una precedente comunicazione dello Smits, intorno alla quale è già stato riferito, gli A. comunicano le loro osservazioni sulle curve di solubilità dell' antracene ed idrochinone ed antrachinone in SO_2.

OECHSLI. *Sopra la preparazione elettrolitica dei perclorati* (pp. 807-828).

GIN. *Preparazione del vanadio e delle sue leghe per via elettrolitica* (pp. 831-832). — L'A. prepara il trifluoruro di vanadio partendo dal triossido. In seguito elettrolizza una mescolanza di fluoruro di vanadio e calce.

Repertorium. Esposizione dei metodi escogitati sinora per la fabbricazione dell' acido nitrico e nitrati dall' azoto dell'aria (pp. 866-870).

SCOBAI. *Studii sperimentali sulla riproducibilità delle forze elettromotrici di alcuni mezzi fortemente ossidanti* (pp. 879-887). — Da questo studio sperimentale intorno alla differenza di potenziale tra elettrodi di platino e vetro platinato (*Z. f. phy. Chem.* 42, 405) immersi in poltiglie di superossido di manganese, di permanganato potassico, di triossido di cromo depositate da soluzioni di H_2SO_4 di diversa concentrazione nelle quali sono immersi resulta che:

1° Tale differenza di potenziale è costante (dopo un certo periodo di sistemazione) con il tempo.

2° Introdotti dopo tale sistemazione nuovi elettrodi si ha un nuovo periodo di sistemazione diverso dal primo.

3° La forza elettromotrice è indipendente dagli elettrodi.

4° Nel caso dell'acido cromico, scuotendo l' elemento, il potenziale si abbassa ma ritorna rapidamente al suo valore.

Rapporto della riunione degli scienziati e medici tedeschi in Cassel (pp. 832-866).

LÖB. *Sintesi e reazioni per mezzo di correnti elettriche: terza comunicazione. — Comportamento del benzilclorid benzalclorid e benzoltriclorid* (pp. 903-908).

RIEDER. *Galvanotecnica e fotografie* (pp. 911-913). — L' autore presenta alcuni resultati empirici che egli crede utili allo sviluppo della fotografia a colori.

BOLTON. *Nuovo metodo spettroscopico* (pp. 913-922). — Applicando a due elettrodi di platino immersi in una soluzione ac-

quosa circa 110 Volt. si ha al catodo una luce che allo spettroscopio si mostra generalmente formata dalla sovrapposizione dello spettro dell' idrogeno e da quello del catione che si trova in soluzione.

Su questo principio l' autore costruisce un apparecchio che chiama *cromoscopio.*

Nella presente nota, presentata già al Congresso di chimica di Berlino 1903, egli esamina le soluzioni contenenti come cationi, metalli alcalini alcalino-terrosi, del gruppo del magnesio, del rame, germanio, ferro, torio, tallio e platino.

Il metodo si mostra di grande sensibilità. Dai dati osservati l'A. ricava che in generale il calore della luce catodica degli elementi metallici è una funzione del loro peso atomico e precisamente la lunghezza di onda corrispondente va crescendo con il diminuire di esso. Il lavoro è senza dubbio di grande interesse.

GRASSI.

Philosophical Magazine. S. 7, Vol. VII, 1904.

SCHUSTER A. *Spiegazione semplice delle righe di Talbot* (pp. 1-8). — Queste righe si osservano in uno spettro quando metà dell' apertura della pupilla è coperta, dalla parte del violetto, con una sottil lamina di mica o di vetro. La spiegazione che ne fu data da Airy e da Stokes richiede un processo matematico piuttosto elaborato, il quale, quantunque convincente, non lascia la mente completamente sodisfatta. La ragione essenziale per la mancanza di simmetria, che fa sì che quelle righe appariscano soltanto quando la lamina s' interpone dalla parte del violetto dovrebbe esser resa evidente in un modo più semplice: ed è ciò che l'A. fa in questa Nota, prendendo a considerare un impulso luminoso che cada sopra un reticolo piano, o sopra un prisma. Ma per la spiegazione del fenomeno dobbiamo rimandare alla Memoria originale.

BUMSTEAD H. A. *Sulla variazione dell' entropia, com' è trattata da W. Gibbs* (pp. 8-14). — L'A. risolve le difficoltà sollevate dal Burbury (cfr. *N. Cim.* (5), 6, p. 220).

FISHER O. *Sulla deviazione del filo a piombo nell' India* (pp. 14-25).

PFUND A. H. *Studio della pila a selenio* (pp. 26-39). — Secondo il Bidwell l' azione della luce si eserciterebbe sui seleniuri, che si formerebbero continuamente per l' azione stessa della luce; e così la conduttività della pila, che sarebbe di natura

elettrolitica, crescerebbe notevolmente; mentre il selenio puro sarebbe dotato di una conduttività piccolissima.

Per verificare se questa teoria è accettabile, l'A. ha studiato diverse pile, formate con selenio puro deposto fra lamine di carbone, e alle quali si aggiungevano via via diversi seleniuri.

Dapprima l'A. ricercò quale fra tutte le radiazioni luminose fosse la più attiva, e trovò che per tutti i seleniuri adoperati (di Pb, Hg, Cu, Ag) il masimo di sensibilità si aveva per la lunghezza d'onda $0^{\mu},700$ cioè vicino alla riga A nel rosso per tutti quanti i seleniuri; e ciò farebbe ritenere che effettivamente l'azione dipendesse dal selenio e non dalle impurità.

Di poi l'A. ricercò se la diminuzione di resistenza fosse dovuta alla elettrolisi di un composto che si formasse sotto l'azione della luce; ma egli trovò che la variazione di resistenza che subiscono le pile a selenio è la stessa, sieno esse percorse o no da una corrente allorchè vengono esposte alla luce.

L'A. ritiene perciò che la luce produca nel selenio una modificazione allotropica, la quale offra al passaggio della corrente una resistenza minore di quella, che è offerta dal metallo contenuto nel seleniuro.

Chree C. *La flessione delle sbarre nei magnetometri* (pp. 39-45). — Il magnete di cui si vuol determinare il momento mediante un magnetometro, viene ordinariamente posto sopra un braccio metallico girevole attorno ad un asse; e per la flessione che subisce questo braccio sotto l'azione del peso del magnete, viene a cambiare la distanza fra il magnete stesso e quello del magnetometro.

L'A. espone il calcolo di tale variazione, e riferisce sopra alcune misure eseguite con magnetometri di varia costruzione. La variazione della distanza è stata trovata di circa 25 o 30 millesimi di millimetro; e quantunque assai piccola, non può trascurarsi nelle misure di esattezza, nelle quali le distanze si misurano ordinariamente a meno di $^{1}|_{100}$ di millimetro.

Allan G. E. *Sul magnetismo del basalto e sulle proprietà magnetiche delle sbarre basaltiche quando son riscaldate nell'aria* (pp. 45-61). — Per l'importanza che ha per il magnetismo terrestre, l'A. ha determinato a quale temperatura il basalto, che contiene della magnetite, perde la proprietà magnetica, sperimentando su un campione preso nelle vicinanze di Birmingham e su uno proveniente da Linz sul Reno. Egli trovò che tale temperatura è compresa fra 500 e 600°, e dà le curve che rappresentano i resultati delle molte misure eseguite. Ritenendo che i minerali magnetici perdano il magnetismo a circa 555°, e che il gradiente

geotermico sia di 1° per 90 piedi, l'A. calcola che al di sotto di circa 15 km. di profondità, la crosta terrestre non eserciterebbe più alcuna azione magnetica.

McClung R. K. *Effetto della temperatura sull' ionizzazione prodotta nei gas dai raggi Röntgen* (pp. 81-95). — Contrariamente ai resultati del Perrin (*Ann. de Chim. et de Phys.* XI, p. 496, 1897), l'A. trova che in un dato volume di gas, mantenuto a densità costante, l' ionizzazione prodotta dai raggi Röntgen è indipendente dalla temperatura.

Weintraub E. *Ricerche sull' arco elettrico nei vapori metallici nel vuoto* (pp. 95-123). — Studiando il modo con cui si forma l' arco elettrico nei vapori di mercurio, l'A. ha migliorato le lampade Cooper Hewitt, facilitandone assai l' accensione. Finora infatti per accendere una tale lampada occorreva portare dapprima a contatto gli elettrodi di mercurio e poi allontanarli gradatamente, ovvero occorreva provocare l' accensione con una scarica ad alto potenziale. L'A. indica due altri modi, assai convenienti, di accensione. Uno consiste nel disporre il mercurio che deve formare uno dei due elettrodi nei due rami inferiori di un tubo ad H e di adoperarne tal quantità che non arrivi a riversarsi nel tratto orizzontale di comunicazione. Un pezzo di ferro dolce, che si può far cadere in uno dei due rami, o se ne può estrarre per mezzo di un solenoide avvolto nella parte superiore del medesimo ramo (e che può attivarsi con la stessa corrente che alimenterà l' arco) permette però di stabilire o interrompere la comunicazione fra il mercurio dei due rami che sono in comunicazione uno col polo positivo e l' altro col negativo dell'elettromotore. Appena si ha l' arco fra questi due pozzetti, si stabilisce anche quello luminoso fra il pozzetto negativo e l'anodo che si trova alla sommità del ramo corrispondente del tubo ad H. L' altro metodo consiste nello stabilire e nell' interrompere la comunicazione fra i due elettrodi di mercurio con l' agitazione meccanica del tubo. Una volta avviato l' arco nel ramo verticale, si toglie la comunicazione fra il pozzetto positivo del mercurio e la linea.

Sembra che il mantenimento dell' arco sia dovuto agli ioni che si liberano dal catodo di mercurio, e pel buon funzionamento della lampada si richiede un vuoto estremo, che è difficile ad ottenersi e mantenersi a lungo. L' anodo è formato da un filamento di carbone, la cui presenza facilita molto — senza pur conoscerne la ragione — il funzionamento della lampada; ma da esso si svolgono col riscaldamento i gas occlusi, che debbono essere asportati con la pompa prima di chiudere il tubo a fuoco.

In queste lampade, a differenza di quelle a carboni, la differenza di potenziale è indipendente dall' intensità della corrente, perchè la sezione degli elettrodi resta costante, ciò che non avviene coi carboni.

Poichè si tratta di una conduttività del vapore di mercurio dovuto al moto degli ioni che si liberano dal catodo, era interessante studiare il comportamento di questo arco in un campo magnetico; e l'A. descrive i fenomeni osservati, che però sono molto complessi.

Fenomeni analoghi si presentano anche adoperando per catodo delle amalgame di potassio e di sodio. Con amalgame al 20 °|₀ di metallo alcalino, gli elettrodi son solidi, e l' arco può prendere qualunque posizione.

Com' era già stato osservato da altri pel passaggio delle correnti alternate fra mercurio e carbone, anche l'A. fa notare che questa lampada potrebbe servire da rettificatore delle correnti alternate, perchè il passaggio della corrente è più facile dal carbone al mercurio, che in direzione opposta.

Chant C. A. *Variazioni del potenziale lungo l' antenna trasmittente nella telegrafia senza fili* (pp. 124-140). — Il problema delle oscillazioni elettriche attorno ad un filo che ha un'estremità libera fu trattato da Abraham (*Drude's Ann.*, 2, p. 82, 1900), che partì dalle equazioni fondamentali di Maxwell, supponendo che le linee di forza fossero perpendicolari alla superficie del filo. L'Abraham fece allora osservare che l' analogia di un tal filo con un tubo sonoro aperto, indicata da Sarasin e De la Rive (*Arch. de Gèn.* 1890) non si può ritenere accettabile, perchè mentre nel tubo la radiazione avviene dall' interno all' esterno lungo il suo asse, nel caso del filo invece l' energia arriva ad esso dall'esterno, e, poichè le vibrazioni sono trasversali, il filo non irraggia energia nella direzione dell' asse. Questa radiazione lungo l' asse si presenta invece nella disposizione del Lecher con due fili paralleli, nei quali si manifesta anche uno spostamento sensibile dei nodi e dei ventri verso l' estremità libera.

Secondo un calcolo assai semplice di Slaby risulterebbe invece che l' estremità libera dell' antenna è un ventre e quella inferiore un nodo.

L'A. ha eseguito delle misure del potenziale lungo fili di rame tesi orizzontalmente all' altezza di circa m. 1,5 dal suolo, e distanti m. 1,6 dalle pareti di una sala lunga m. 22, larga m. 12 e alta 13. Questi fili potevano essere eccitati in tre modi, e cioè 1) all' uso del Marconi, collegando un' estremità del filo ad uno dei poli dell' oscillatore, il cui altro polo era derivato a terra;

2) col metodo induttivo di Marconi e di Braun, nel quale dell' antenna fa parte una piccola spirale circondata da una sola spira del circuito eccitatore, costituito da un filo che riunisce le armature interne di due condensatori, le cui armature esterne comunicano coi poli dell' oscillatore; 3) con l' eccitazione diretta al modo usato da Slaby-Arco.

I resultati ottenuti sono stati i seguenti:

1. Nel metodo Marconi semplice ed in quello dell' eccitazione diretta, quando l' antenna è unita al suolo l' effetto del suolo è uguale a quello di un filo uguale all' antenna, applicato all'altro polo dell' oscillatore. Perciò il suolo fa come da specchio.

2. In queste condizioni l' oscillazione principale è quella fondamentale dell' antenna, con una lunghezza d' onda uguale al quadruplo dell' antenna. Il circuito del condensatore col metodo Slaby-Arco imprime la sua lunghezza d' onda all' antenna, ma le sue oscillazioni sono meno intense di quelle proprie dell'antenna. Il modo di oscillazione è essenzialmente lo stesso nei due metodi; ma il secondo è più regolare e più potente del primo.

3. Nell' eccitazione induttiva l' oscillazione è regolata prevalentemente dal circuito del condensatore. Con antenne di lunghezze diverse si cambierà di poco il modo di oscillazione, probabilmente a motivo della grande perdita per la radiazione del filo. È presente anche l' oscillazione fondamentale dell' antenna, ma non è così intensa come negli altri due sistemi.

4. La lunghezza effettiva dell' antenna per la risonanza è perciò $^1|_4$ della lunghezza d' onda, e non un multiplo maggiore.

5. Introducendo un' induttanza fra il circuito del condensatore e la terra, l' oscillazione fondamentale diviene meno regolare e più debole, a motivo di altre oscillazioni (armoniche) che si sovrappongono.

6. Per la produzione delle oscillazioni col metodo diretto una piccola capacità non serve a equilibrare l' antenna; mentre ciò serve come la connessione col suolo col metodo induttivo.

ALLAN S. J. *La radioattività dell' atmosfera* (pp. 140-150). — Dalle misure eseguite col solito metodo elettrometrico, l'A. deduce l' attività eccitata dall' atmosfera è per molti rispetti simile alla radioattività dovuta al torio e al radio. Essa contiene raggi α e β. I raggi α costituiscono la quasi totalità dell' energia irraggiata, e sono completamente assorbiti da circa cm. 0,064 di alluminio e da cm. 10 di aria, mentre i β sono assorbiti da cm. 0,06 di alluminio.

L' attività eccitata, ottenuta in condizioni diverse, diminuisce con velocità diverse, e ciò sembra accennare che la radioattività dell' atmosfera è di natura molto complessa.

La neve e l'acqua debbono la loro attività a qualcuna delle sostanze radioattive che restano loro aderenti nell'attraversare l'atmosfera, mentre un filo metallico elettrizzato negativamente raccoglie sulla superficie tutte le specie di materia radioattiva; e da ciò la differenza fra la velocità con cui la radioattività diminuisce per l'acqua e la neve e pel filo elettrizzato.

SCHUSTER A. ***Sul numero di elettroni che trasportano la corrente elettrica nei metalli*** (pp. 151-157). — Da un calcolo assai semplice l'A. conclude che la spiegazione più semplice della conduttività elettrica dei metalli consiste nel ritenere che ogni atomo contenga da 1 a 3 elettroni negativi, che se ne distacchino facilmente, e seguano liberamente la forza elettrica, anche per oscillazioni rapide come quelle della luce.

HAGEN E. e RUBENS H. ***Su alcune relazioni fra le proprietà ottiche ed elettriche dei metalli*** (pp. 157-179). — La teoria elettromagnetica del Maxwell richiede che debba esistere un parallelismo fra la trasparenza e la conduttività elettrica dei metalli; ma ciò non è stato verificato dalle misure fatte nella regione visibile e in quella ultravioletta dello spettro. Gli A. hanno trovato invece pienamente confermate le deduzioni della teoria, eseguendo le misure nella parte ultra rossa e adoperando come sorgente una lampada Nernst. Essi determinarono il poter riflettente e quello emissivo di diversi metalli, ed ottennero i resultati seguenti.

Per le onde lunghe (da circa 12 a 25 μ) l'intensità della radiazione che penetra nei metalli (misurata da 100 − R. ove R è il potere riflettente) è inversamente proporzionale alla radice quadrata della conduttività elettrica, e alla radice quadrata della lunghezza d'onda. Ciò permette di determinare la resistenza elettrica in valore assoluto con semplici misure di radiazioni.

I periodi di vibrazione delle molecole non influiscono sensibilmente sulle proprietà ottiche dei metalli, nella regione delle onde lunghe; come pure non vi ha influenza il magnetismo del ferro e del nichel.

Secondo Maxwell il coefficiente g di estinzione e l'indice di refrazione ν dei metalli sotto l'incidenza normale debbono essere uguali. Il Drude avrebbe trovato approssimativamente

$$g = \nu = 5{,}48 \sqrt{\varkappa\lambda}$$

essendo $\varkappa$ la conduttività e λ la lunghezza d'onda. Secondo gli A. si ha

$$R = 100\left(1 - \frac{2}{\nu}\right) = 100\left(1 - \frac{2}{g}\right);$$

onde resulterebbe

$$g = \nu = \frac{200}{100 - R}$$

ed ambedue i valori sarebbero definiti dal solo potere emissivo.

Gli A. fanno poi osservare che il coefficiente di assorbimento dei metalli resta assai grande anche per onde lunghe 1 metro; e che quindi è impossibile che i così detti « raggi N » del Blondlot, i quali attraversano $^1|_2$ millimetro di alluminio, sieno raggi infrarossi.

LEININGER F. *Sulla relazione fra le cariche elettriche trasportate dai raggi catodici e da quelli canale e la corrente eccitante* (pp. 180-199). — Dalla misura del rapporto fra i raggi catodici e canale e la corrente eccitante, si deduce che l'elettricità trasportata complessivamente dai raggi è una frazione della corrente eccitante, che va crescendo col crescere della rarefazione; onde si deve ritenere che a pressioni molto basse la corrente serve quasi interamente alla produzione dei raggi catodici e canale, che consiste perciò nella separazione di ioni carichi oppostamente, che sono scagliati in direzioni opposte dagli elettrodi, e che derivano le loro cariche dalla corrente eccitante.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SOPRA ALCUNI PROBLEMI DI EQUILIBRIO ELASTICO.

Nota del Dott. LUCIANO ORLANDO.

Dati, sulla superficie di un corpo elastico, i valori degli spostamenti dei varî punti, oppure le tensioni cui questi varî punti della superficie sono soggetti, oppure, in modo misto, alcune componenti di spostamento e altre di tensione, noi potremo dire d'aver risoluto i problemi dell'equilibrio elastico relativi a questi casi, quando ci sia riuscita la determinazione dello spostamento elastico in ogni punto del corpo.

Ma, anche se limitiamo il nostro studio ai corpi isotropi, e introduciamo, come suol farsi, la vantaggiosa ipotesi che le forze di massa agenti sui varî punti siano nulle (ed è noto che si può sempre a ciò ridursi), tuttavia i nostri problemi dipenderanno dall'integrazione delle tre equazioni indefinite

$$(1) \qquad \begin{cases} (\lambda+\mu)\dfrac{\partial\theta}{\partial x}+\mu\,\Delta^2 u=0 \\ (\lambda+\mu)\dfrac{\partial\theta}{\partial y}+\mu\,\Delta^2 v=0 \\ (\lambda+\mu)\dfrac{\partial\theta}{\partial z}+\mu\,\Delta^2 w=0\,, \end{cases}$$

dove si pone

$$\theta=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\,,$$

e le u, v, w denotano le componenti di spostamento lungo tre direzioni ortogonali x, y, z, mentre che λ e μ denotano le due costanti statiche inerenti al corpo isotropo in esame. Quest'integrazione è uno dei problemi più difficili della fisica matematica.

Nel presente lavoro noi vogliamo separare nettamente, limitandoci a corpi isotropi limitati da facce piane [1]), i casi, nei

1) Non è difficile che questa condizione possa dimostrarsi superflua. — L. O.

quali in superficie siano dati, per ogni punto, gli spostamenti o siano date le tensioni, da quelli, nei quali per ogni punto della superficie siano date

1.° *le componenti tangenziali di spostamento e quella normale di tensione,*

2.° *le componenti tangenziali di tensione e quella normale di spostamento;*

mostrando che questi due ultimi casi possono, a differenza in generale dagli altri, ridursi immediatamente all' integrazione della Δ^2, cioè ai problemi di Dirichlet. E così potrà dirsi che questi casi sono più semplici degli altri.

Supponiamo note, per ogni punto della superficie, le componenti tangenziali di spostamento e la componente normale di tensione.

Se è σ una delle facce del solido, saranno conosciute, lungo le direzioni di due assi ortogonali x e y, tracciati sopra σ, le componenti u, v di spostamento, per ogni punto di σ; e sarà anche conosciuta, per ogni punto di σ, la componente di tensione N secondo una direzione z, normale a σ verso l'interno del solido Se ora è w la componente di spostamento secondo z, abbiamo che, sopra σ, vale, come in ogni altro punto, l' equazione

$$(2) \qquad \mathrm{N} = -\lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)-2\mu\frac{\partial w}{\partial z}.$$

L'unica incognita in quest'equazione è $\frac{\partial w}{\partial z}$, ed ha un coefficiente, che, per le note relazioni

$$3\lambda+2\mu>0, \qquad \mu>0,$$

è diverso da zero. Ricavando dunque $\frac{\partial w}{\partial z}$, e aggiungendone il valore alla quantità nota

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y},$$

avremo, per ogni punto di σ, il valore della dilatazione cubica θ della particella che intornia questo punto, dato dalla formula

$$\theta = \frac{1}{\lambda + 2\mu}\left\{-N + 2\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)\right\}.$$

Ma questa dilatazione cubica è invariante, comunque sia orientata la terna dei tre assi ortogonali x, y, z; dunque, se ripetiamo per i punti di un' altra faccia lo stesso ragionamento, ricaveremo, per ognuno di questi punti, il valore della stessa funzione θ, sebbene vi si pervenga con una terna d'assi diversi **dai** precedenti.

Ora le (1), e le condizioni cui sono soggette λ e μ, mostrano subito che θ dev' essere una funzione armonica. Dopo ciò è facile vedere come basti risolvere il problema di Dirichlet per venire a capo di tutta la questione. Non insistendo su questo punto, troppo semplice, passiamo all' altro caso.

Supponiamo note, per ogni punto della superficie, le componenti tangenziali di tensione e la componente normale di spostamento.

Se L ed M denotano le componenti della tensione (agente in un punto generico della solita faccia σ) secondo le direzioni degli assi x e y, valgono sopra σ, come in ogni altro punto le equazioni

$$(3) \qquad L = -\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right), \qquad M = -\mu\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right).$$

Si ha poi la formula

$$\frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0,$$

la quale lascia esprimere il valore incognito di $\frac{\partial N}{\partial z}$ mediante i valori, noti sopra σ, di $\frac{\partial L}{\partial x}$ e di $\frac{\partial M}{\partial y}$. Questa formula è abba-

stanza nota, ed è, peraltro, facile a ricavarsi dalle (2) e (3, quando si tenga presente la terza delle (1).

Poi si ricava dalla (2)

$$\frac{\partial N}{\partial z} = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} - 2\mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}.$$

Aggiungendo a sinistra e a destra il termine noto

$$-2\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right),$$

si ottiene

$$-\left(\frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y}\right) - 2\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} - 2\mu \Delta^2 w.$$

Ora, per la terza delle (1), la quantità

$$-2\mu \Delta^2 w$$

equivale all' altra

$$2(\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

dunque possiamo ricavare $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ e otteniamo

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{-1}{\lambda + 2\mu} \left\{ \left(\frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y}\right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) \right\}.$$

Ciò può ripetersi per le altre facce, e, se n denota, in genere, la direzione normale verso l' interno (dunque per σ la direzione n coincide colla direzione z), noi abbiamo così un modo per determinare, in ogni punto della superficie, il valore di $\frac{d\theta}{dn}$. Anche qui si procede con integrazioni della Δ^2, analoghe a quelle dell' altro problema, e si giunge alle formule risolutive.

È in corso di stampa sul Giornale di matematiche di Battaglini un mio primo accenno a queste idee che qui ho svolto.

Ivi si parla soltanto di un parallelepipedo rettangolo e di una lastra indefinita, ma l' andamento di quella nota è diverso, perchè vi si studiano specialmente alcune proprietà relative alla forma particolare di quest' ultimo corpo.

SOPRA L'ESPERIENZA DEL NEUGSCHWENDER.

Osservazioni ed esperienze del Prof. CESARE FORNARI.

È noto che il Neugschwender [1]), avendo diviso, mediante una fenditura della larghezza di $^1/_2$ di mm., un sottil velo di argento attaccato sopra una lastra di vetro, e messo le due parti in circuito con un galvanometro ed una pila, scoprì che, alitando sulla fessura, il vapore di che si ricopre è bastevole ad aprire il passo alla corrente elettrica. Ma non appena la lastra venga ferita dalle onde elettriche, la resistenza si accresce, sì che vedesi l' ago ritornarsene verso lo zero. Per assicurarmi e pigliare esperienza di questo singolare fenomeno, ho incollato con gomma arabica, sopra una lastrina piana da microscopio (fig. 1) due striscioline di foglia di stagno, la-



Fig. 1.

sciando trasversalmente nel mezzo tra l' una e l'altra una finestrina libera, della larghezza di circa $^1/_2$ mm. Avendo disposte le due foglioline in circuito con un sensibile galvanometro aperiodico del sistema Deprez-d'Arsonval, e con una pila telegrafica italiana, della f. e. m. non superiore ad $^1/_2$ Volta; ho incominciato ad alitare sullo spazietto nudo: ma da prima, non ostante l' accumularvisi del vapore, nessuno o piccolissimo indizio mi ebbi del passaggio della corrente. Nondimeno continuando ad alitare di tratto in tratto, sì che il solco si mantenesse sempre umido, in poco spazio vidi l' ago

1) Wied. Ann, t. 67, 1899.

del galvanometro repentinamente deviare per il passaggio della corrente, e indi a poco, al sopravvenire delle onde elettriche, derivate da un'oscillatore del Righi, situato a pochi metri di distanza, scemare sensibilmente la deviazione per aumento di resistenza, e infine, al cessare delle onde, riprendere la deviazione primitiva. E per tal modo si possono ripetere alternativamente e gli aumenti e i decrementi di resistenza, fino a che il solco non sia del tutto prosciugato. E ritornando poi ad inumidire con l'alito la stessa lastra, il giuoco si rinnova più e più volte di seguito.

Quantunque « *non sia ancora ben chiara la spiegazione di simile fenomeno* » [1]) pure dirò brevemente per qual via io abbia cercato di penetrarne la causa.

Dopo la descritta esperienza, avendo curiosità di sperare al sole il solco, vi ho osservato alcune macchiette semitrasparenti, distese tra gli orli degli stagnuoli, nelle quali poi, con l'aiuto di un microscopio, il cui ingrandimento avevo precedentemente, con opportuno micrometro, trovato eguale a 150, vi ho scorto delle figure rassomiglianti al vivo ad erbe e ramoscelli vegetanti, formate evidentemente da' trasporti elettrolitici del metallo. Per non istarmene però a questa sola osservazione, ho pensato di esaminare tutto il progresso del fenomeno, e di assegnare eziandio e circoscrivere il luogo al deposito elettrolitico. Per il che ho messa una lastrina preparata nel modo già detto sul portaoggetti del microscopio. Oltre a ciò ho toccato lievemente il solco nudo col taglio di uno stecco di legno intinto in acqua purissima distillata, in guisa che lasciasse impresso trasversalmente tra gli orli de' detti stagnuoli un sottilissimo filetto liquido. Avvertasi che il potenziale adoperato a queste esperienze, e che conferisce singolarmente alla buona riuscita delle figure, vuol' essere piuttosto inferiore che superiore ad $^1/_2$ Volta. Ora tra le moltissime osservazioni microscopiche, che ho avuto la fortuna di fare, narrerò solo alcuna delle principali.

Nell' atto stesso che la corrente colpisce il filetto liquido, si veggono nascere sulla sponda negativa numerose bollicine,

1) Righi. Telegrafia senza fili, p. 185.

delle quali alcune si tengono immobili, ed altre concepiscono un moto verso la sponda positiva. Esse hanno forma rotonda, e sono terminate con un grosso anello opaco, e nel mezzo si mostrano trasparenti, e spesso anche solcate ora da uno ed ora da due fili paralleli ed opachi. Le parti opache contengono evidentemente il metallo di che si formano i depositi. I quali a guisa di filamenti spuntano dalla sponda negativa, e mentre procedono verso la sponda opposta, scappano da' loro lati altri fili in forma o di piume, o di foglie, o di sottilissimi bastoncini paralleli tra loro. E durante questo lavorio alcune bolle svaniscono, ed altre vanno sorgendo lungo il cammino del deposito, il quale, quando si vede prossimo a toccare la contraria sponda, accelera il moto suo e rapidamente la investe. Nel medesimo istante l'ago del galvanometro di un tratto devia dallo zero, e nel liquido si produce, per effetto facilmente dell'azione termica della corrente, un ribollimento ed una viva agitazione, per cui molte bollicine scoppiando si risolvono in un finissimo spruzzo, che offusca per breve tempo il campo della vista. Restato questo primo tumultuoso e fugace movimento, l'ago del galvanometro tende verso lo zero, ma non vi torna e non si riduce alla quiete, se non quando il liquido sia disseccato.

Desiderando poi di esaminare le alterazioni che intervengono nella foglia metallica, ho stimato opportuno servirmi di una sottilissima e delicatissima foglia di oro. Avendola incollata con gomma arabica sopra una lastra da microscopio, e aperta nel suo mezzo trasversalmente una fenditura non più larga di $^1/_4$ di mm., l'ho collocata sul portaoggetti del microscopio in circuito con la pila ed il galvanometro, nel modo anzidetto. Guardando con puntuale attenzione il luogo della fessura dove si fa cadere una gocciolina di acqua purissima, si vede nascere il sopradetto bollore, e poco stante dal mezzo delle bolle, spuntare le solite ramificazioni, che si allungano verso l'altra sponda. Contemporaneamente sull'elettrodo positivo, di contro al deposito elettrolitico, viene mancando la sostanza dell'oro, sì che quivi la fogliolina, per un tratto più o meno esteso, si rende semitrasparente di un color giallo verdognolo: il che ci dà segno la sostanza dell'oro farsi quivi

più tenue e rara che la restante. E il deposito, alimentato da quella sostanza, prosegue il suo cammino attraverso allo spazio libero, sino a che si conduce ad incontrare l'elettrodo positivo, tutto corroso e consumato sul margine. Questa esperienza chiarisce apertamente che il deposito si parte dal catodo, ma la sostanza viene ad esso fornita dall'anodo.

Per dare un saggio delle molte e diverse figure ricavate da' depositi elettrolitici dello stagno, ne scelgo soltanto due, le quali si presentano qui come semplici imitazioni delle figure che ho riprodotte dal vero con metodo microfotografico, e che sono ingrandite mille volte più di quello che si mostrano all'occhio nudo (V. fig. 2, 3). Hanno aspetto di piante con ra-



Fig. 2.

moscelli e foglie partite sezionate e finamente seghettate, quali

di struttura fina ed elegante, come di alghe e di felci, e quali ruvida e selvaggia, come di rovo e di spineto; e arieggiano



Fig. 8.

generalmente a quelle forme imitative dendridiche, che provengono da aggregamenti e gruppi cristallini.

Ora tornando all'anticoesore del Neugschwender, non ci sarà malagevole rendere la ragione dell' aumento di resistenza che vi inducono le onde elettriche.

Che quelle figure formate da' depositi elettrolitici risultino da un prodigioso numero d' infinitesime particelle metalliche, aggregate insieme in forme varie e regolari, non è dubbio, e l' occhio stesso ce ne fa testimonianza. Inoltre la esperienza ne ha dimostrato che fin tanto che le figure si mantengano umide, si possono rinnovare facilmente le alter-

native di aumento e diminuzione di resistenza; ma appena siano prosciugate, diventano torpide ed inerti. S'inferisce da ciò che l'acqua sia quella che, interponendosi tra particella e particella, le mette in comunicazione e le rende conduttrici insieme della corrente. Ma poichè quelle distanze ed interruzioni sono tenuissime ed inosservabili col microscopio, non possono accogliere se non minime quantità di acqua; donde nasce che l'azione termica delle onde, per piccola che sia, nondimeno è sufficiente a vaporizzare e dileguare la umidità che collega tra loro le dette particelle; e di qui prendono origine le interruzioni, che apportano aumento di resistenza. E al cessare delle onde, si comprende altresì come il liquido ritorni ad insinuarsi per le interruzioni, sì che la resistenza ritorni a diminuire.

Gabinetto di fisica del R. Liceo Giordano Bruno in Maddaloni.
Settembre 1903.

AZIONE DEL RADIO SULLA SCINTILLA ELETTRICA.

Nota del Prof. A. STEFANINI *e del Dott.* L. MAGRI [1].

È nota l'azione che la luce ultravioletta ed i raggi Röntgen esercitano sulle scintille; azione che è molto complessa e che varia con la forma, la distanza e il segno dei poli.

Senza entrare in tutti i particolari del fenomeno, del quale sotto diversi punti di vista si sono occupati molti sperimentatori, ricorderemo soltanto esperienze che più da vicino interessano il nostro studio.

Poco dopo che Hertz [2]) ebbe constatata la facilitazione della scarica prodotta dalla luce ultravioletta che cade sul ca-

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Wied. Ann. 31, pag. 983, 1887.

todo, Elster e Geitel [1]) osservarono con la luce ultravioletta il fenomeno inverso di qnello di Hertz: cioè, trovarono — come ebbero a constatare di nuovo anche più tardi [2]) — che la luce ultravioletta esercita azione impedente sulla scarica fra una punta positiva e un disco negativo, allorchè l'elettrodo illuminato è il catodo.

La medesima inversione del fenomeno di Hertz fu di poi ritrovata da Sella e Maiorana [3]), secondo i quali l'elettrodo illuminato dovrebbe essere il positivo. Questo resultato fu però contestato da Stragliati [4]), il quale avrebbe trovato che, eccetto nella particolare disposizione usata da Sella e Maiorana, l'azione si eserciterebbe sempre sul catodo e dipenderebbe dal raggio di curvatura degli elettrodi.

Similmente alla luce ultravioletta, anche i raggi Röntgen modificano in vario modo la distanza esplosiva, come constatò Schwingedauw [5]) e subito dopo Sella e Maiorana [6]).

Sin dal primo tempo della scoperta del radio, Elster e Geitel [7]) trovarono che anche questo nuovo corpo impedisce la scarica tra una sferetta positiva e un disco negativo; ma non riuscirono ad osservare alcuna azione del radio quando la sferetta era negativa.

L'azione del radio sulle scintille, appena accennata nella tesi dalla signora Curie [8]), fu studiata recentemente dal Cantor [9]) e dal Lebedinsky [10]); ma il Cantor si limitò a ricercare l'influenza che per l'azione facilitante del radio è esercitata dalla natura dei metalli che formano gli elettrodi, e il Lebedinsky constatò che per produrre col radio il fenomeno simile a quello che Hertz ottenne con la luce ultravioletta, occorre che allo spinterometro sia unita una capacità conveniente per

1) Wied. Ann. 39, pag. 332, 1890.
2) Wied. Ann. 57, pag. 401, 1896.
3) Rendiconti R. Acc. Lincei, serie 5., vol. 5°, pag. 323, 1° sem. 1896.
4) Riv. Scient. industr. 1900, pag. 96 e 105.
5) C. R., vol. 122, pag. 374, 1896.
6) Atti R. Acc. dei Lincei, serie 5., vol. 5°, pag. 168, 1° sem. 1896.
7) Wied. Ann. 69, pag. 673, 1900.
8) Ann. de Chim. et de Phys. (7), 30, pag. 190, 1903.
9) Drude's Ann. 9, pag. 452, 1902.
10) Journ. de Phys., (4), 2, pag. 249, 1903.

rendere la scintilla oscillatoria; ed osservò ancora che tale radiazione estingue una scintilla di cm. 2,5 a 3 fra punta negativa e disco positivo.

Poichè l' insieme dei fatti accennati non costituisce uno studio completo e sistematico del fenomeno, che può dipendere notevolmente dalle condizioni sperimentali adoperate, ci è sembrato opportuno intraprendere nuove ricerche delle quali diamo ora i risultati.

Nella nostra disposizione avevamo due spinterometri, per lo più uguali, in derivazione sui poli di un rocchetto capace di 20 cm. di scintilla, e si aggiustavano le distanze esplosive in modo che la scarica avvenisse appena, ma con la stessa difficoltà, nell' uno e nell' altro di questi spinterometri.

Innanzi ad una delle scintille, al momento opportuno si portava la sostanza radioattiva, che era costituita da due pezzetti di bromuro di radio puro di 5 mmg. contenuti in due capsule di ebanite coperte con lastrine di mica.

Le due capsuline erano poi collocate entro un tubo di piombo a grossissime pareti, del diametro interno di circa 4 cm., chiuso da un tappo pure di piombo.

Il tubo con il bromuro di radio veniva tenuto in una stanza diversa da quella delle esperienze e soltanto nell'istante dell' esperimento veniva avvicinato alla scintilla e, quando si sperimentava con scintille lunghe, presentato all' uno o all' altro elettrodo.

Una grossa lastra di vetro interposta fra i due spinterometri impediva che l' azione della luce di una scintilla influisse sull' altra.

I resultati delle esperienze furono i seguenti:

Elettrodi formati da due punte. — Non è sempre facile notare l' azione del radio sulla scintilla con questa forma di elettrodi; però, usando punte non molto acuminate, per distanze esplosive piccole (inferiori a 25 mm.) il passaggio della scarica è facilitato.

Elettrodi formati da due sferette. — Il fenomeno varia col cambiare del diametro delle sferette, apparendo in misura più notevole con sferette di piccolo diametro. In generale però,

per piccole distanze esplosive l'azione è facilitante; aumentando la lunghezza della scintilla, l'azione diviene impedente. Riportiamo come esempio una tabella in cui sono i risultati ottenuti con sferette di ottone di 12 mm. di diametro:

Distanze esplosive	*Azione*
mm. 7	facilita il passaggio delle scintille
10	facilita, pare con azione prevalente sull'elettrodo positivo
13	debole facilitazione
20	nessuna azione
25	"
31	impedisce
42	"

Elettrodi formati da disco e sferetta. — Se la sferetta è positiva vi è, per scintille corte, una facilitazione al passaggio della scarica; aumentando la distanza, l'azione diventa impedente. Se la sferetta invece è negativa, in generale non si riscontra azione sensibile; esiste però talvolta un certo tratto in cui la scarica è leggermente impedita. Riportiamo una tabella dei risultati ottenuti con sferette di mm. 3 e con dischi di mm. 60 di diametro fatti con zinco amalgamato.

Sferetta positiva		*Sferetta negativa*	
Distanza esplosiva	*Azione*	*Distanza esplosiva*	*Azione*
mm. 1,5	facilita	mm. 4	nessuna
2,5	"	6	"
5	"	7	"
6	"	8	impedisce
9	"	10	"
10	incerta	12	"
12	impedisce	19	"
20	"		
27	"		

Come si vede, nel caso della tabella qui riportata esiste una distanza esplosiva (mm. 8) tale che, se la sferetta è al positivo la scarica è facilitata, se è al negativo è impedita. Questa azione impedente al negativo fu da noi notata solo con sferette di piccolo diametro e per determinate distanze esplosive. Spesso però osservammo che le scintille, che per solito scoc-

cano dal vertice della sferetta negativa a un punto qualunque verso la periferia del disco, sotto l'azione della radiazione si portano al centro di questo.

Col cambiare del diametro delle palline e dei dischi variano i valori della distanza esplosiva, per cui si passa dall'azione facilitante alla impedente quando la sferetta è positiva.

Elettrodi formati da punta e disco. — Essi si comportano in modo del tutto analogo a quello sopra riferito per sferetta e disco. Soltanto con le punte i fenomeni sono talvolta un po' irregolari. Con dischi di piccolo diametro (2 o 3 cm.) e distanze esplosive di circa 10 mm. è facile che avvenga il fatto sopra citato, che con punta positiva la scarica è facilitata, con punta negativa è impedita.

Tutte queste esperienze sono state ripetute con elettrodi di ottone, di rame e di zinco amalgamato, con sferette da 2 a 15 mm. e dischi da 3 a 15 cm. di diametro, ed anche ponendo in derivazione sugli spinterometri un condensatore di piccola capacità. I risultati sono stati tra loro concordanti.

Altre esperienze furono fatte con un rocchetto più grande e con distanze esplosive comprese tra 27 e 4 cm.

In queste esperienze, con la pallina al positivo e disco al negativo, avvicinando il radio alla pallina con ogni distanza esplosiva compresa tra 27 e 11 cm. si trovò sempre una netta azione impedente. Non si ebbe invece azione visibile invertendo il segno degli elettrodi; come pure in ambedue i casi l'azione era nulla, se il radio era avvicinato al disco.

Nelle esperienze con due palline e distanze esplosive tra 23 e 8 cm., si trovò azione impedente quando il bromuro di radio veniva avvicinato alla sferetta positiva, e nessuna azione quando veniva avvicinato alla negativa.

In conclusione:

Se la scarica avviene tra sferetta e sferetta, oppure fra sferetta o punta positiva e disco negativo, essa è facilitata dall'azione del radio per piccole distanze esplosive, impedita per distanze maggiori; a queste distanze si nota che il radio influisce sull'elettrodo positivo.

Se la pallina o la punta sono negative e il disco è positivo, si ha solo impedimento per piccole distanze esplosive, in un ristretto intervallo. In generale l' azione è nulla.

Tra punta, o sferetta, e disco può esistere una tal lunghezza di scintilla, per cui con punta o sferetta positiva si abbia facilitazione e si abbia invece impedimento invertendo i poli.

SULLA PRODUZIONE DI CAMPI ROTANTI PER MEZZO DI CORRENTI DI SCARICA SINUSOIDALI O SMORZATE.

Nota del Dott. O. M. CORBINO [1]).

Se si dispone di una corrente alternata di *determinata* frequenza e la si fa passare per il sistema A B C (fig. 1), formato di una resistenza induttiva e di una capacità rilegate

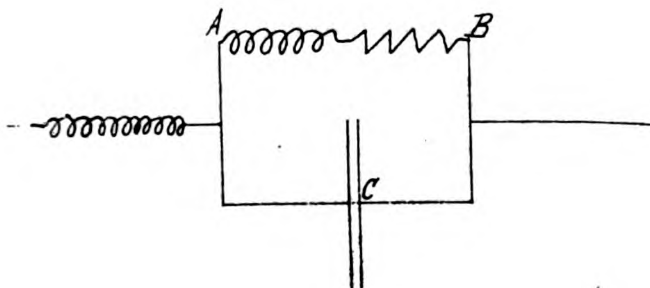


Fig. 1.

come nella figura, quando il sistema A B C soddisfa ad alcune condizioni, il conduttore A B è percorso da una corrente della stessa intensità di quella principale, ma spostata di fase di $\frac{\pi}{2}$; cosicchè se le due correnti traversano delle spire eguali disposte in piani ortogonali si otterrà un campo magnetico rotante.

1) Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana, 1903.

Le condizioni cui deve soddisfare il sistema ABC son note:

1° Il suo periodo proprio di risonanza deve essere eguale a quello della corrente principale; cioè indicando con ω la pulsazione *data* della corrente, con L_1 e C_1 l' induttanza e la capacità del circuito, deve essere:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \tag{1}$$

2° la resistenza r_1 del conduttore A B deve verificare la relazione:

$$L_1 \omega = r_1 . \tag{2}$$

Questo dispositivo è di diretta applicazione in elettrotecnica, poichè la frequenza delle correnti è già determinata dall' alternatore. La possibilità di ottenere con tal metodo due correnti uguali e sfasate di 90° va invece discussa accuratamente, sia quando, pur trattandosi di correnti sinusoidali persistenti, il loro periodo è determinato dal circuito che esse percorrono, com' è il caso, per esempio, delle correnti del Duddel rese sinusoidali nel modo da me altrove indicato [1]), sia quando si tratti di oscillazioni elettriche smorzate, come quelle utilizzate per creare un campo rotante nelle esperienze dell' Ing. Artom [2]).

Scopo di questo lavoro è appunto di sviluppare su basi rigorose tale discussione; se ne ricavano conclusioni non prive d' interesse.



È necessario anzitutto intendersi sulla natura delle correnti sinusoidali a periodo libero e sui mezzi per ottenerle.

Se in un circuito formato di resistenze induttive e di capacità agisce un alternatore, circoleranno correnti il cui periodo dipende solo dalla sua velocità di rotazione. In questo caso la somma geometrica dei vettori rappresentanti con le loro projezioni le differenze di potenziale che esistono agli estremi dei successivi tratti del circuito, escluso l'alternatore,

1) Corbino. Atti A. E. I., fasc. 5, 1903, pag. 597.
2) Artom. Rend. Lincei, 10 Marzo 1903.

fa in generale un certo angolo col vettore rappresentante l'intensità. Se però in qualche caso quest' angolo è nullo, allora si potrà ritenere che il sistema sia percorso da correnti oscillatorie del periodo proprio, e che la funzione del generatore sia solo quella d'intrattenere le oscillazioni, fornendo l'energia spesa per effetto Joule, senza di che quelle oscillazioni si smorzerebbero più o meno rapidamente.

Or se nel circuito s' introduce, invece dell'alternatore, un generatore capace di sviluppare una forza elettromotrice in fase con la intensità, ad essa proporzionale, e con un coefficiente di proporzionalità eguale alla resistenza complessiva del circuito, in altri termini, come ebbi a dire in un precedente lavoro [1]), se s' inserisce un generatore equivalente a una resistenza negativa, di valore eguale alla resistenza esterna, allora le oscillazioni s' intratterranno egualmente e avranno il periodo determinato dalle costanti del circuito. Generatori di questa natura sarebbero l' arco voltaico percorso da correnti continue e la dinamo in serie nel tratto rettilineo della caratteristica.

Adunque perchè un circuito sia percorso da correnti sinusoidali persistenti di periodo libero, tutte le differenze di potenziale esistenti lungo il circuito devono comporsi in un vettore in fase con l' intensità del valore

$$\rho i$$

e il generatore asincrono deve sviluppare una f. e. m.

$$e = -\rho i .$$

Queste considerazioni ci gioveranno per ricercare le condizioni necessarie ad ottenere che nel dispositivo di cui sopra è parola la pulsazione di tutto il circuito sia eguale a quella del sistema AB.

Siano, nello schema dato dalla figura 2:

C_1 la capacità del condensatore principale;

L_1 ed r_1 l' induttanza e la resistenza del circuito principale;

1) Corbino. Su alcune applicazioni di una proprietà delle dinamo in serie.

i_1 l' intensità della corrente principale;

i_2 e i_3 le intensità delle due correnti derivate;

L_2, r_2 e C_2 l' induttanza, la resistenza e la capacità del sistema AB;

ω la pulsazione propria, supposta comune, di tutto l'insieme e del solo sistema AB;

G il generatore asincrono capace d' intrattenere oscillazioni sinusoidali persistenti.

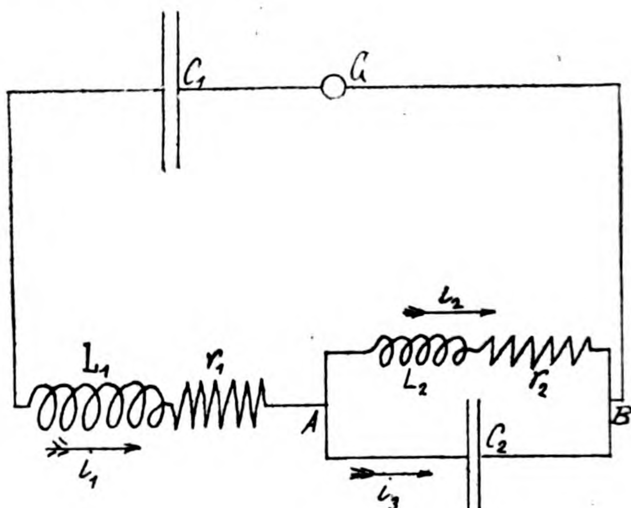


Fig. 2.

Supponiamo realizzate le condizioni per cui le intensità i_1 e i_2 hanno uguali valori massimi, ma sono sfasate di 90°.

Allora, se V (fig. 3) rappresenta il vettore rotante le cui proiezioni danno i valori istantanei della differenza di potenziale tra A e B, sarà il vettore rappresentante i_2 in ritardo di 45° su V, mentre il vettore rappresentante i_3 sarà in anticipo di 90° su V e inoltre il vettore rappresentante i_1, risultante dei due precedenti, sarà normale al primo. Di più sarà, per le ipotesi fatte, indicando con lettere maiuscole i valori massimi delle varie intensità:

$$V = \frac{1}{C_2 \omega} I_3 = \frac{2 I_1 \sqrt{2}}{C_2 \omega} . \tag{3}$$

Intanto agli estremi del condensatore C_1 è attiva una dif-

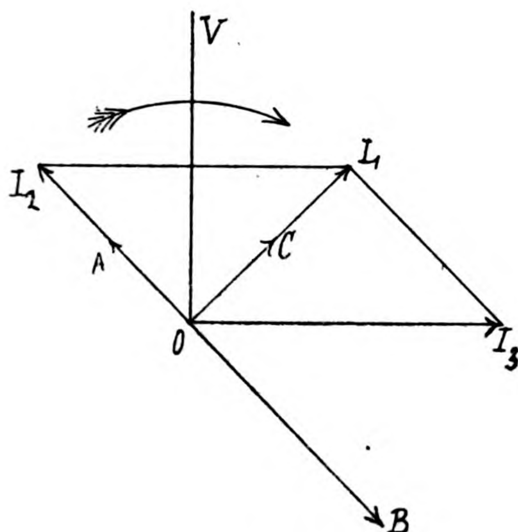


Fig 3.

ferenza di potenziale in ritardo di 90° su i_1 e rappresentata dal vettore:

$$O\,A = \frac{1}{C_1\,\omega}\,I_1$$

agli estremi dell' autoinduzione L_1 esiste una differenza di potenziale in anticipo di 90° su i_1 e rappresentata dal vettore:

$$O\,B = L_1\,\omega\,I_1$$

infine agli estremi della resistenza r_1 esiste una differenza di potenziale in fase con i_1 rappresentata da:

$$O\,C = r_1\,I_1\,.$$

Tutte queste differenze di potenziale V, OA, OB, OC debbono comporsi, per quanto si è detto, in un vettore in fase con i_1, e perchè questo avvenga, come è evidente, è necessario che sia:

$$O\,B - O\,A = V \cos 45^0$$

e quindi:

$$\left(L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega}\right) I_1 = V \cos 45^\circ$$

e per la (3):

$$L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} = \frac{1}{C_2 \omega}$$

cioè, essendo:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_2 C_2}$$

deve essere:

(4) $$\frac{1}{L_2 C_2} = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_1 C_2}$$

o anche:

(4bis) $$L_1 C_1 = L_2 C_2 + L_2 C_1 .$$

Se si tien presente il significato dei vari termini della (4), si giustifica facilmente la seguente proposizione:

Perchè il sistema complessivo e il sistema AB abbiano la stessa frequenza propria è necessario che quella di quest' ultimo sia rappresentata dall' ipotenusa di un triangolo rettangolo i cui cateti rappresentino l' uno la frequenza propria di tutto il circuito, meno il sistema AB, e l' altro la frequenza propria di un sistema formato dall' induttanza del circuito principale e dalla capacità del sistema AB.

La condizione (4) sostituisce adunque la (1). Se poi si esprime graficamente che la differenza di potenziale V esistente agli estremi del conduttore AB è la somma delle differenze di potenziale ohmica $r_2 i_2$ e induttiva $L_2 \frac{di_2}{dt}$, si ritrova la condizione (2):

$$L_2 \omega = r_2 .$$

Si osservi inoltre che la differenza di potenziale risultante agli estremi del generatore G è eguale, come valore massimo, a

$$r_1 I_1 + V \cos 45^\circ = r_1 I_1 + \frac{1}{C_2 \omega} I_1 = r_1 I_1 + L_2 \omega I_1 = (r_1 + r_2) I_1$$

questa deve essere compensata dal generatore se si vuole che persistano correnti sinusoidali.

La mancanza di una tale f. e. m. di compenso renderebbe le scariche smorzate, ed è questo appunto il caso delle esperienze di Artom.

Però, a parte che, come vedremo, per scariche smorzate la condizione (2) e la (4), che si sostituisce alla (1), non bastano più, pare che neanche queste siano state soddisfatte dall'Artom; poichè se, come si rileva dal testo e dalla figura del suo lavoro, mancava iu quelle esperienze il condensatore C_1, se era cioè $C_1 = 0$, la condizione (4), necessaria anche per correnti sinusoidali persistenti, non potè essersi realizzata.

***

Abbiamo visto che tutto il circuito di scarica ha come resistenza equivalente la somma $r_1 + r_2$ delle due resistenze parziali. Intanto, nel caso delle correnti del Duddel, si sa che l'arco è insufficiente a intrattenerle se la resistenza complessiva del circuito derivato è superiore a due ohm. Cosicchè, valutando a un ohm la resistenza r_2, essendo:

$$L_2 \omega = r_2$$

cioè, per la (1):

$$\frac{L_2}{C_2} = r_2^2$$

deve essere:

$$\frac{L_2}{C_2} \overline{\overline{<}} 1$$

Ma difficilmente si dispone di una capacità maggiore di 10 microfarad, quindi deve essere:

$$L_2 \overline{\overline{<}} 10 \text{ microhenry} .$$

Si vede subito come sia difficile ottenere con una bobina di così piccola autoinduzione effetti cospicui nella produzione del fenomeno.

Ho creduto quindi opportuno ideare un secondo dispositivo che si presta senza alcuna restrizione, e che del resto è adatto anche in tutti i casi in cui si può ricorrere al primo.

I circuiti 1 e 2 (fig. 4) abbiano una parte in presenza con un coefficiente d'induzione mutua M.

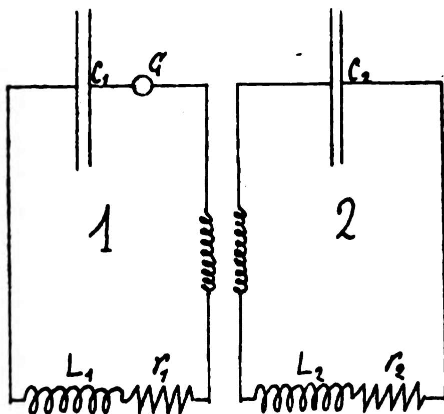


Fig. 4.

Siano L e C le induttanze e le capacità uguali dei due circuiti, r_1 ed r_2 le resistenze rispettive. Un generatore G, agente nel sistema 1, produca una f. e. m. in fase con l' intensità e sufficiente per intrattenere le oscillazioni.

Se si dà al condensatore del circuito 1 una carica iniziale, dico che le correnti i_1 e i_2 nei due circuiti saranno sfasate di 90°, che avranno la pulsazione:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

e che le intensità massime I_1 e I_2 saranno rilegate dalla relazione:

$$M \omega I_1 = r_2 I_2$$

cosicchè se si suppone:

$$M \omega = r_2$$

sarà anche:

$$I_1 = I_2$$

e le due correnti potranno quindi esser adibite per la produzione di un campo rotante.

Tracciamo il diagramma delle tensioni nel circuito 2. L'equazione esprimente la legge di Ohm è la seguente:

$$(5) \qquad r_2 i_2 + L \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} \int i_2 \, dt = 0 .$$

Supposto che veramente le correnti i_1 e i_2 siano sfasate di 90° e della pulsazione ω, i vettori le cui proiezioni rappresentano i vari termini della equazione precedente avranno lunghezze proporzionali a $r_2 I_2$, $L \omega I_2$, $M \omega I_1$, $\frac{1}{C\omega} I_2$. e in quanto alle direzioni se OA rappresenta I_1 i diversi vettori saranno disposti secondo la figura 5. Ne viene che, annullandosi i vettori opposti $L \omega I_2$ e $\frac{1}{C\omega} I_2$, per il valore supposto di ω, se si vuole che sia soddisfatta la (5) basta che sia

$$M \omega I_1 = r_2 I_2$$

come appunto si era enunciato.

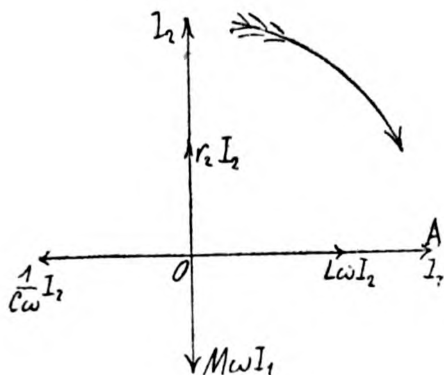


Fig. 5.

In quanto al circuito 1, se s'indica con e la f. e. m. capace di far persistere le correnti sinusoidali di pulsazione ω, deve essere:

$$(6) \qquad r_1 i_1 + L \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C} \int i_1 \, dt = e .$$

Rappresenti ancora OA il vettore I_1; i vettori corrispondenti ai vari termini del primo membro della precedente saranno disposti come nella figura 6, da cui si deduce che per verificare la medesima equazione sarà necessario da parte del

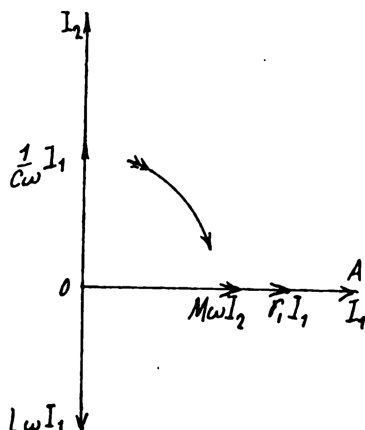


Fig. 6.

generatore lo sviluppo di una f. e. m. in fase con i_1 e di ampiezza:

$$(M \omega + r_1) I_1$$

cioè deve essere:

(7) $$e = -(r_1 + r_2) i_1$$

Evidentemente le stesse conclusioni sussisteranno se invece di avere nei due circuiti induttanze e capacità eguali si ha, indicando con gl' indici 1 e 2 le grandezze relative ai due circuiti:

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 .$$

È chiaro inoltre che nessuna limitazione può praticamente vincolare l' applicazione di questo dispositivo alle correnti del Duddel rese sinusoidali.

***

Supposti nel dispositivo precedente i circuiti 1 e 2 completamente identici, cioè anche:

$$r_1 = r_2 = r$$

sussistono le conclusioni enunciate e il sistema si presta rigorosamente alla produzione delle due correnti di uguale ampiezza sfasate di 90°.

Nel caso però in cui non agisca la f. e. m. e, che si abbiano cioè scariche smorzate, le (5) e (6) divengono:

$$(8)\qquad \begin{cases} ri_1 + L\dfrac{di_1}{dt} + M\dfrac{di_2}{dt} + \dfrac{1}{C}\displaystyle\int i_1\,dt = 0 \\ ri_2 + L\dfrac{di_2}{dt} + M\dfrac{di_1}{dt} + \dfrac{1}{C}\displaystyle\int i_2\,dt = 0\,. \end{cases}$$

Per integrarle, si sottraggano e si sommino queste equazioni membro a membro; si ottiene:

$$r(i_1 - i_2) + (L - M)\,\frac{d(i_1 - i_2)}{dt} + \frac{1}{C}\int (i_1 - i_2)\,dt = 0$$

$$r(i_1 + i_2) + (L + M)\,\frac{d(i_1 + i_2)}{dt} + \frac{1}{C}\int (i_1 + i_2)\,dt = 0.$$

Se ne deduce che le funzioni $i_1 - i_2$, $i_1 + i_2$ rappresentano le intensità di scarica di due circuiti indipendenti, con capacità e resistenze comuni C ed r, e con autoinduzioni rispettivamente $L - M$, $L + M$.

È noto che in tal caso si perviene per l'intensità a un'espressione corrispondente a una sinusoide smorzata, supposto:

$$\frac{1}{C} > \frac{r^2}{4(L - M)}$$

$$\frac{1}{C} > \frac{r^2}{4(L + M)}$$

Si avrà precisamente:

$$i_1 - i_2 = Ae^{-\frac{rt}{2(L-M)}} \operatorname{sen} \phi t$$

$$i_1 + i_2 = Be^{-\frac{rt}{2(L+M)}} \operatorname{sen} \phi' t$$

con :

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{C(L-M)} - \frac{r^2}{4(L-M)^2}}$$

$$\varphi' = \sqrt{\frac{1}{C(L+M)} - \frac{r^2}{4(L+M)^2}}$$

e quindi, ponendo :

$$a = \frac{r}{2(L-M)} \quad , \quad a' = \frac{r}{2(L+M)}$$

sarà :

$$i_1 = \frac{1}{2}(A+B)\left[e^{-at}\operatorname{sen}\varphi t + e^{-a't}\operatorname{sen}\varphi' t\right]$$

$$i_2 = \frac{1}{2}(A-B)\left[e^{-a't}\operatorname{sen}\varphi' t - e^{-at}\operatorname{sen}\varphi t\right]$$

Se queste correnti vengono inviate in spire eguali situate ortogonalmente, ne risulterà un campo variante con legge molto complicata. Per farcene un' idea riteniamo per un momento molto piccoli a e a' e combiniamo i campi di egual periodo agenti in direzioni ortogonali ; si ottengono così due campi oscillatorî di diverso periodo, in due direzioni fisse formanti un certo angolo dipendente dai valori di A e B. Se ne deduce, pensando alle curve intrecciate rappresentanti la composizione di due vibrazioni di diverso periodo, che *il vettore che dà il campo risultante ruota nel piano accorciandosi e allungandosi più volte, ma cambiando anche il senso della rotazione.*

Della presenza dei fattori e^{-at}, $e^{-a't}$ si terrà conto quando si immagini che le figure durante il tracciamento tortuoso s' impoccoliscano progressivamente, in diverso rapporto nelle varie direzioni.

Tutto ciò, come è chiaro, è ben altra cosa che un campo rotante, in un senso unico, per quanto d' intensità decrescente, quale risulterebbe dalla composizione dei due campi ortogonali :

$$(10) \qquad \begin{cases} H_1 = He^{-at}\operatorname{sen}\omega t \\ H_2 = -He^{-at}\cos\omega t \end{cases}$$

nel qual caso il campo risultante sarebbe dato dal raggio vettore di una spirale logaritmica percorsa con velocità angolare ω nel senso di accorciarne sempre più la lunghezza.

Eppure il dispositivo che con correnti smorzate dà effetti così diversi da un campo rotante smorzato, dava campi rotanti con velocità e intensità rigorosamente fisse nel caso di correnti sinusoidali persistenti.

***

Le condizioni (10), che definiscono il campo rotante smorzato, danno per le intensità delle due correnti:

$$\text{(11)} \qquad \begin{cases} i_1 = \mathrm{I}e^{-at} \operatorname{sen} \omega t \\ i_2 = -\mathrm{I}e^{-at} \cos \omega t \; . \end{cases}$$

Intanto abbiamo visto che nel nuovo dispositivo da noi discusso l'uguaglianza delle costanti dei due circuiti conduceva a valori della intensità interamente diversi.

Ci si può domandare se è possibile scegliere le costanti dei due circuiti, in modo che con le (11) siano soddisfatte le equazioni differenziali, che nel caso di costanti qualsiasi sono:

$$\text{(12)} \qquad \begin{cases} r_1 i_1 + \mathrm{L}_1 \dfrac{di_1}{dt} + \mathrm{M} \dfrac{di_2}{dt} + \dfrac{1}{\mathrm{C}_1} \displaystyle\int i_1 \, dt = 0 \\ r_2 i_2 + \mathrm{L}_2 \dfrac{di_2}{dt} + \mathrm{M} \dfrac{di_1}{dt} + \dfrac{1}{\mathrm{C}_2} \displaystyle\int i_2 \, dt = 0 \end{cases}$$

Se in queste equazioni si sostituiscono i valori di i_1, i_2, $\frac{di_1}{dt}$, $\frac{di_2}{dt}$, $\int i_1 \, dt$, $\int i_2 \, dt$, ricavati dalle (11), si perviene annullando separatamente i coefficienti di sen ωt e cos ωt, al seguente sistema:

$$\text{(13)} \qquad \begin{cases} r_1 - \mathrm{L}_1 a + \mathrm{M}\omega - \dfrac{1}{\mathrm{C}_1} \dfrac{a}{\omega^2 + a^2} = 0 \\ \mathrm{L}_1 \omega + \mathrm{M}a - \dfrac{1}{\mathrm{C}_1} \dfrac{\omega}{\omega^2 + a^2} = 0 \\ r_2 - \mathrm{L}_2 a + \mathrm{M}\omega + \dfrac{1}{\mathrm{C}_2} \dfrac{a}{\omega^2 + a^2} = 0 \\ \mathrm{L}_2 \omega - \mathrm{M}a - \dfrac{1}{\mathrm{C}_2} \dfrac{\omega}{\omega^2 + a^2} = 0 \end{cases}$$

Delle nove quantità L_1, L_2, r_1, r_2, C_1, C_2, M, a, ω, se ne potranno quindi assegnare cinque arbitrariamente, ricavando le altre quattro per mezzo del sistema precedente.

Se tra le quantità date non si trovano ω e a, il sistema è di 3° grado, e la risoluzione laboriosa e difficile, volendo ricavare due eliminate indipendenti che contengano solo le costanti dei due circuiti. Ciò non esclude però che le (13) possano essere soddisfatte, come risulta dall' applicazione del metodo grafico dei vettori rotanti alla verifica delle equazioni differenziali (12) per mezzo delle (11).

Per giustificare questo procedimento debbo dimostrare la possibilità dell' applicazione del metodo grafico alle correnti sinusoidali smorzate.

Un circuito sia percorso da una corrente d' intensità:

(14) $$i = \mathrm{I}\, e^{-at} \operatorname{sen} \omega t .$$

Ricavando da questa i valori di $\frac{di}{dt}$ e di $\int idt$ si ottiene:

$$\frac{di}{dt} = \mathrm{I}e^{-at}\left[\omega \cos \omega t - a \operatorname{sen} \omega t\right]$$

$$\int i\,dt = -\frac{1}{\omega^2 + a^2}\, e^{-at}\left[\omega \cos \omega t + a \operatorname{sen} \omega t\right].$$

Si ponga:

(15) $$\mathrm{A}^2 = \omega^2 + a^2 \quad \text{e} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{\omega}$$

si ha allora, come è facile verificare:

$$\frac{di}{dt} = \mathrm{A}\,\mathrm{I}e^{-at} \operatorname{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{2} + \alpha\right)$$

$$\int i\,dt = \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{A}}\, e^{-at} \operatorname{sen}\left[\omega t - \left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right)\right.$$

Tenendo presenti queste ultime e la (13) si può concludere che: *I valori istantanei di i possono ritenersi dati dalle proiezioni di un vettore* $\mathrm{I}e^{-at}$ *rotante con velocità angolare* ω, *e accorciantesi durante la rotazione secondo una*

spirale logaritmica con decremento a; mentre i valori istantanei di $\frac{di}{dt}$ *e di* $\int idt$ *son dati dalle proiezioni di due vettori di lunghezze eguali, rispettivamente, ad* $AI\,e^{-at}\ \frac{I}{A}\,e^{-at}$, *il primo in anticipo sul vettore corrispondente ad i di un angolo* $\frac{\pi}{2}+\alpha$, *l'altro in ritardo dell'angolo* $\frac{\pi}{2}+\alpha$; A *ed* α *son dati dalle* (15).

Si potrà, in virtù di queste considerazioni, applicare il processo vettoriale per la risoluzione delle equazioni differenziali lineari contenenti i, $\frac{di}{dt}$, $\int i\,dt$, quando siano possibili soluzioni della forma sinusoidale smorzata.

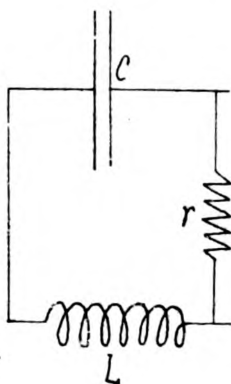


Fig. 7.

Così l'equazione classica della scarica oscillante di un condensatore (fig. 7):

$$L\frac{di}{dt}+ri+\frac{1}{C}\int idt=0$$

che ha per soluzione:

$$i=I\,e^{-at}\,\text{sen}\,\omega t$$

ove a e ω hanno i valori conosciuti, si traduce nel diagramma della figura 8, nel quale il segmento $OA=rI$ è eguale ed

opposto alla somma geometrica dei segmenti $OB = LAI$ e $OC = \frac{1}{CA} I$, il primo in anticipo su OA di $\frac{\pi}{2} + \alpha$, il secondo in ritardo di un angolo eguale.

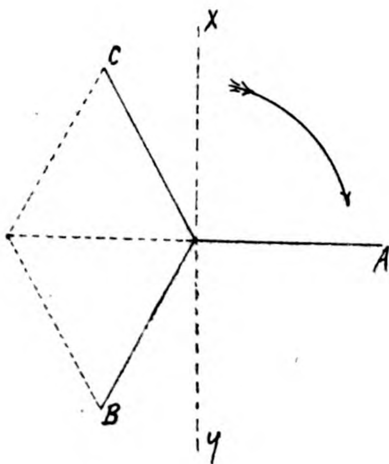


Fig. 8.

Il diagramma, proiettato sulla retta X Y, rappresenta i vari termini all' istante zero in cui comincia la scarica; col tempo esso gira con velocità ω, accorciandosi secondo l' esponenziale e^{-at}; ma le relazioni metriche e angolari tra i vari elementi si conservano nel successivo impiccolimento.

Si noti però, che mentre il valore zero della grandezza coincide con la posizione per cui il vettore relativo è normale alla retta su cui si computano le proiezioni, il valore massimo non ha luogo all' istante in cui il vettore è parallelo a quella retta, come accade per le grandezze sinusoidali, ma un po' prima. Così se la retta in questione è XY, l' intensità è nulla, ed è massima la proiezione di OC, pur non essendo ancora questo segmento parallelo a XY, e ciò perchè, durante la rotazione la proiezione del segmento O C diminuisce *a causa dell' accorciamento che esso subisce.*

Si può anzi dimostrare facilmente che il valore massimo della proiezione si ha appunto quando il vettore deve ancor

girare dell' angolo α prima di rendersi parallelo alla retta su cui si computa la proiezione.

Fatte queste considerazioni preliminari, ci sarà facile applicare il metodo precedente al tracciamento del diagramma relativo alle equazioni (12), nella ipotesi che si possano avere, per opportuni valori delle costanti, le formole risolutive:

$$i_1 = \mathrm{I}\, e^{-at} \operatorname{sen} \omega t$$

$$i_2 = -\, \mathrm{I}\, e^{-at} \cos \omega t$$

Tracciato un sistema di assi (fig. 9) e preso su uno un segmento:

$$\mathrm{O\,A} = r_1 \mathrm{I}$$

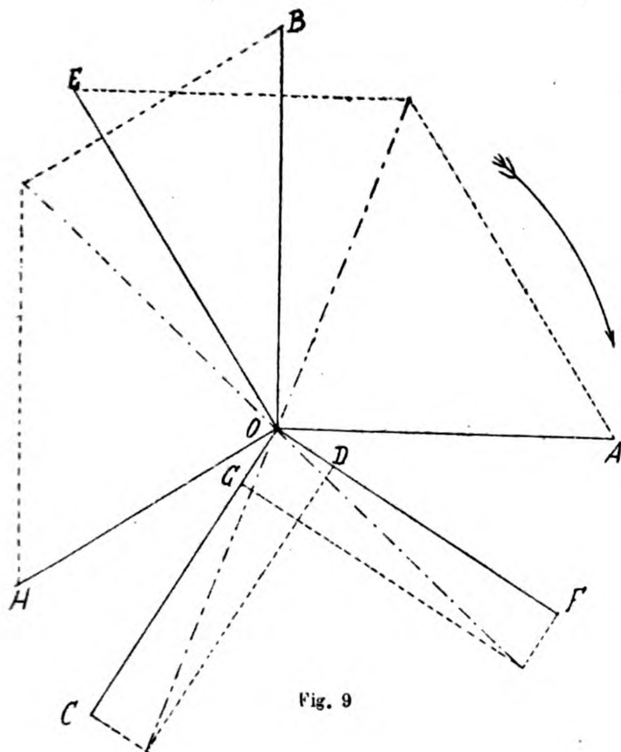


Fig. 9

ai successivi termini delle equazioni corrispondono i segmenti:

per $r_2 i_2$, $OB = r_2 I$ in ritardo di $\frac{\pi}{2}$ su OA

per $L_1 \frac{di_1}{dt}$, $OC = L_1 AI$ in anticipo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OA

per $M \frac{di_2}{dt}$, $OD = MAI$ in anticipo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OB

per $\frac{1}{C_1}\int i_1 dt$, $OE = \frac{1}{C_1 A} I$ in ritardo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OA

per $L_2 \frac{di_2}{dt}$, $OF = L_2 AI$ in anticipo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OB

per $M \frac{di_1}{dt}$, $OG = MAI$ in anticipo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OA

per $\frac{1}{C_2}\int i_2 dt$, $OH = \frac{1}{C_2 A} I$ in ritardo di $\frac{\pi}{2} + \alpha$ su OB

e per le due equazioni deve essere :

1° la somma geometrica di O A e di O E eguale ed opposta alla somma geometrica di O C e di O D ;

2° la somma geometrica di O B, O H eguale ed opposta alla somma geometrica di O F, O G.

Dati quindi cinque dei novi elementi r_1, r_2, L_1, L_2, C_1, C_2, M, a, ω, si potrà con opportuni artifizi geometrici costruire il diagramma completo e calcolare graficamente gli altri quattro elementi sconosciuti.

Prima di passare alla discussione delle soluzioni ottenute, ci conviene rifare la via percorsa per il primo dispositivo utilizzato dall'Artom.

Le equazioni relative al circuito completo, escluso il condensatore derivato, e al sistema A B C_2 (fig. 2) sono, come è facile dimostrare :

$$(16) \quad \left\{ \begin{aligned} & r_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - \frac{1}{C_2}\int i_2\, dt + \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)\int i_1\, dt = 0 \\ & r_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2}\int i_2\, dt - \frac{1}{C_2}\int i_1\, dt = 0 . \end{aligned} \right.$$

Da queste, con la ipotesi fatta sulle i_1, i_2, si ricava un sistema di 3° grado, dal quale non si riesce a ricavare le due eliminate non contenenti a e ω.

Se invece che alle (16) si ricorre alle altre che se ne ottengono derivando quelle, cioè alle equazioni:

$$L_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + r_1 \frac{di_1}{dt} - \frac{1}{C_2} i_2 + \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) i_1 = 0$$

$$L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + r_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} i_2 - \frac{1}{C_2} i_1 = 0$$

se ne ricava il sistema di condizioni:

$$r_1 \omega - 2 L_1 a \omega + \frac{1}{C_2} = 0$$

$$r_1 a + L_1 (\omega^2 - a^2) - \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) = 0$$

$$r_2 \omega - 2 L_2 a \omega - \frac{1}{C_2} = 0$$

$$r_2 a + L_2 (\omega^2 - a^2) - \frac{1}{C_2} = 0$$

Da questo sistema, con una serie non breve di calcoli si ottengono le eliminate:

$$\frac{L_2 r_1 - L_1 r_2}{2 (L_1 + L_2)} = \frac{L_2 \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) - \frac{L_1}{C_2}}{r_1 + r_2}$$

$$(L_2 r_1 - L_1 r_2) [r_2 C_2 + (r_2 - r_1) C_1] = (L_2 C_2 - 2 L_1 C_1) (L_2 C_2 + 2 L_2 C_1)$$

e si trova inoltre:

$$a = \frac{r_1 + r_2}{2 (L_1 + L_2)}$$

$$\omega = \frac{1}{C_2} \frac{L_1 + L_2}{L_1 r_2 - L_2 r_1} .$$

Queste formole risolvono analiticamente il problema, per quanto non si prestino, tranne qualcuna, a una semplice intepretazione fisica.

Anche in questo caso si può d'altra parte, con incomparabile vantaggio sostituire il metodo grafico. La figura 10 mo-

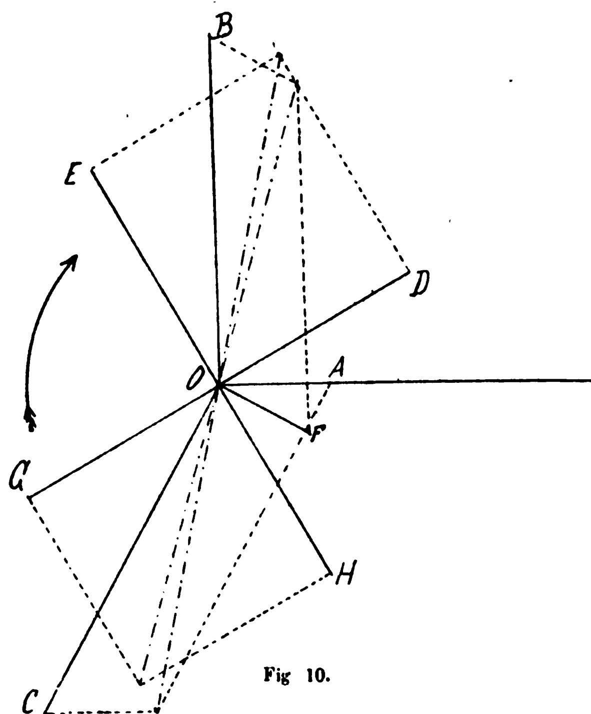


Fig 10.

stra appunto il diagramma ottenuto, e che traduce le (16). In esso si ha:

$$O\,A = r_1\,I$$

$$O\,B = r_2\,I$$

$$O\,C = L_1\,A\,I$$

$$O\,D = \frac{1}{C_2 A}\,I$$

$$O\,E = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)\frac{I}{A}$$

$$O\,F = L_2\,A\,I$$

$$O\,G = \frac{1}{C_2 A}\,I$$

$$O\,H = \frac{1}{C_2 A}\,I$$

e i vari vettori sono orientati secondo i criteri già stabiliti.

La figura non ha bisogno di altre spiegazioni; anche qui si potrebbe su otto costanti dei circuiti assegnarne quattro arbitrariamente e ricavare col processo grafico i rimanenti.

***

I valori ammessi di i_1 e di i_2, necessari per produrre un campo rotante, costituiscono adunque, se son soddisfatte alcune condizioni tra le costanti, una *soluzione analitica* delle (15) e delle (16), e con correnti sinusoidali l'indagine sarebbe finita.

Ma è facile vedere che quei valori non sono affatto una soluzione del problema *fisico*, poichè *essi implicano condizioni ai limiti* (*per* $t = 0$) *praticamente irrealizzabili.*

Infatti la relazione:

$$i_2 = - \mathrm{I}\, e^{-\alpha t} \cos \omega t$$

conduce alla condizione che per $t = 0$, cioè al principio della scarica, sia:

$$i_2 = - \mathrm{I}$$

e inoltre è necessario che per $t = 0$ si abbia già una certa quantità di elettricità sulle armature del secondo condensatore.

Realizzate queste condizioni, i valori trovati di i_1 e i_2 sono i valori veri dell'intensità, e lo scopo si potrebbe dir raggiunto; ma invece praticamente le condizioni iniziali del sistema son differenti, avendosi per $t = 0$, $i_2 = 0$ e una carica nulla sul secondo condensatore.

Nello studio ordinario delle correnti sinusoidali s'incontra una restrizione analoga. Così se agli estremi di un circuito agisce una forza elettromotrice:

$$e = \mathrm{E} \operatorname{sen} \omega t$$

e s'indicano con r ed L la resistenza e l'induttanza del circuito, si avrà per l'intensità:

$$i = \frac{\mathrm{E} \cos \Phi}{r} \operatorname{sen} (\omega t - \Phi)$$

essendo φ assegnato da:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{L\omega}{r}$$

e questo valore dell' intensità verifica l'equazione:

$$L\frac{di}{dt} + ri = e$$

Però quel valore dell' intensità è veramente corretto nel regime permanente, trascurando cioè la perturbazione che avviene nell' istante in cui nel circuito comincia ad agire la f. e. m. *e*.

Ed effettivamente se si vuole che per $t = 0$ sia nulla l'intensità, come avverrà se solo in quell' istante comincia ad essere attiva la f. e. m., bisogna aggiungere alla espressione di i in un certo termine $Ce^{-\frac{r}{2L}}$, la cui influenza si ritiene trascurabile dopo un tempo praticamente abbastanza piccolo. Lo stesso non può dirsi del nostro caso, in cui tutto il fenomeno oscillatorio si esplica in un tempo dell' ordine di grandezza della costante di tempo del circuito, in cui cioè la scarica avviene completamente nel tratto di tempo in cui si fa risentire la perturbazione della non soddisfatta condizione al limite.

Che se si vogliono stabilire artificialmente le condizioni implicitamente imposte dal valore di i_2 per $t = 0$, si riconosce subito che sarebbe molto più semplice ricorrere senz' altro a due circuiti identici *indipendenti*, inizialmente carichi entrambi, e far scoccare nell' uno la scarica un quarto di periodo dopo che è cominciata nell' altro, il che non sarebbe forse impossibile, mandando sullo spinterometro dell' un circuito la luce emessa dall' altra scintilla, dopo averle fatto percorrere con una serie di specchi un certo cammino.

***

Posto ciò, è evidente l' utilità di trovare l' integrale generale delle equazioni date, per prevedere, tenendo conto delle *effettive* condizioni ai limiti, l' andamento dei fenomeni nel caso più generale in cui le costanti dei due circuiti siano qua-

lunque, e come essi si potranno modificare scegliendo opportunamente le costanti dei due circuiti.

Le due equazioni da integrare per il secondo dispositivo sono le (15), o, ciò che è lo stesso, queste altre che si ottengono derivando le prime:

$$(15^{bis})\quad \begin{cases} L_1 \dfrac{d^2 i_1}{dt^2} + M \dfrac{d^2 i_2}{dt^2} + r_1 \dfrac{di_1}{dt} + \dfrac{1}{C_1} i_1 = 0 \\ L_2 \dfrac{d^2 i_2}{dt^2} + M \dfrac{d^2 i_1}{dt^2} + r_2 \dfrac{di_2}{dt} + \dfrac{1}{C_2} i_2 = 0 \end{cases}$$

Servendoci del metodo simbolico, significando cioè l'espressione $\dfrac{d^m X}{d t^m}$ col simbolo $D^m X$, considerato come un prodotto di D^m per X si ha:

$$\left(L_1 D^2 + r_1 D + \frac{1}{C_1}\right) i_1 + M D^2 i_2 = 0$$

$$M D^2 i_1 + \left(L_2 D^2 + r_2 D + \frac{1}{C_2}\right) i_2 = 0$$

Effettuando sui due termini della prima il complesso di operazioni corrispondenti al simbolo $L_2 D^2 + r_2 D + \dfrac{1}{C_2}$ e sui due termini della seconda l'operazione $M D^2$, sottraendo membro a membro e sviluppando le operazioni, si ottiene:

$$\left[(L_1 L_2 - M^2) D^4 + (L_1 r_2 + L_2 r_1) D^3 + \left(\frac{L_1}{C_2} + \frac{L_2}{C_1} + r_1 r_2\right) D^2 + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{r_2}{C_1} + \frac{r_1}{C_2}\right) D + \frac{1}{C_1 C_2}\right] i_1 = 0$$

e un'equazione identica per i_2.

Se ne deduce che indicando con α, β, γ, δ le quattro radici dell'equazione in x:

$$(17)\quad (L_1 L_2 - M^2) x^4 + (L_1 r_2 + L_2 r_1) x^3 + \left(\frac{L_1}{C_2} + \frac{L_2}{C_1} + r_1 r_2\right) x^2 +$$
$$+ \left(\frac{r_2}{C_1} + \frac{r_1}{C_2}\right) x + \frac{1}{C_1 C_2} = 0$$

e con A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2 [1]), D_1, D_2, otto coefficienti arbitrari, gl' integrali generali delle equazioni date prendono la forma:

$$(18) \qquad \begin{cases} i_1 = A_1 e^{\alpha t} + B_1 e^{\beta t} + C_1 e^{\gamma t} + D_1 e^{\delta t} \\ i_2 = A_2 e^{\alpha t} + B_2 e^{\beta t} + C_2 e^{\gamma t} + D_2 e^{\delta t} \end{cases}$$

Come è noto, degli otto coefficienti arbitrari solo quattro sono indipendenti, mentre gli altri quattro sono arbitrari nel senso che dipendono dai primi assolutamente arbitrari. Questi quattro vengono però anch' essi fissati dalle condizioni ai limiti:

$$\left| \begin{array}{cc} i_1 = 0 & i_2 = 0 \\ \int i_1\, dt = -Q & \int i_2\, dt = 0 \end{array} \right| \text{per } t = 0$$

ove Q indica la carica iniziale del primo condensatore; cosicchè il problema riesce completamente determinato.

Esamineremo alcuni casi:

1° Le quattro radici della (17) sono tutte immaginarie: esse saranno due a due coniugate, e si potrà porre:

$$\alpha = -a + \omega i \quad , \quad \beta = -a - \omega i$$
$$\gamma = -a' + \omega' i \quad , \quad \delta = -a' - \omega' i$$

Le (18) diventano con ciò:

$$i_1 = e^{-at} (A_1 e^{\omega i t} + B_1 e^{-\omega i t}) + e^{-a't} (C_1 e^{\omega' i t} + D_1 e^{-\omega' i t})$$

$$i_2 = e^{-at} (A_2 e^{\omega i t} + B_2 e^{-\omega i t}) + e^{-a't} (C_2 e^{\omega' i t} + D_2 e^{-\omega' i t})$$

e quindi, designando con le stesse lettere di prima e con α_1, α_2, α'_1, α'_2 nuovi coefficienti arbitrari nel senso sopra indicato:

$$i_1 = A_1 e^{-at} \operatorname{sen} (\omega t + \alpha_1) + B_1 e^{-a't} \operatorname{sen} (\omega' t + \alpha'_1)$$
$$i_2 = A_2 e^{-at} \operatorname{sen} (\omega t + \alpha_2) + B_2 e^{-a't} \operatorname{sen} (\omega' t + \alpha'_2)$$

Se le i_1 e i_2 vengono inviate in spire uguali, disposte ortogonalmente, si otterrà la sovrapposizione di due campi rotanti con velocità diverse ω, ω', smorzati con decrementi di-

1) Da non confondere con le due capacità C_1 C_2.

versi a, a', e seguenti due spirali di forma schiacciata; infatti, trascurando per un istante lo smorzamento, i due campi rotanti traccerebbero due ellissi.

Questo è appunto il caso più generale, poichè nessuna condizione si è imposta alle costanti dei due circuiti, tranne le relazioni di maggioranza richieste dalla ipotesi che le quattro radici della (17) siano tutte immaginarie.

Negl' integrali trovati gli otto coefficienti sono esprimibili, in ultima analisi, per mezzo delle sette costanti dei due circuiti.

Imporre quindi delle nuove condizioni ai primi equivale a imporle alle seconde.

È chiaro intanto che se si vuole che i due campi, dimenticando lo smorzamento, ruotino appoggiandosi su due cerchi anzichè su due ellissi, che cioè essi si smorzino secondo due spirali logaritmiche ordinarie, basta che sia:

$$A_1 = A_2 \quad , \quad B_1 = B_2$$

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{2} \quad , \quad \alpha'_2 - \alpha'_1 = \frac{\pi}{2}$$

Ciò equivale a imporre quattro condizioni alle sette costanti dei due circuiti, delle quali quindi se ne potranno assegnare a piacere solo tre.

Se si vuole inoltre che i due campi rotanti abbiano eguale smorzamento è anche necessaria la condizione:

$$a = a'$$

imponibile per mezzo della (17), e con ciò delle sette costanti ne restano arbitrarie solo due.

A parte le limitazioni che nei valori di queste costanti impone il loro significato fisico, che cioè quelle calcolate risultino tutte positive e di un ordine di grandezza praticamente raggiungibile, siccome questo non può escludersi *a priori, non deve ritenersi impossibile* ottenere quel sistema particolare di campi. Per ricercarne poi l' effetto complessivo, s' immagini prima piccolissimo lo smorzamento. È facile allora riconoscere che il campo risultante sarà un campo rotante con

pulsazione $\frac{\omega + \omega'}{2}$, d' intensità periodicamente variabile, come nel fenomeno ordinario dei battimenti, e la pulsazione di queste lente variazioni sarà $\omega - \omega'$; i minimi saranno nulli se le ampiezze dei due campi parziali sono anche uguali. L' effetto dello smorzamento dovuto al termine $e^{-\alpha t}$ è ora facile a riconoscere: nei successivi aumenti e diminuzioni il campo si andrà lentamente annullando.

Alcuni effetti di questo fenomeno potranno forse essere *simili* a quelli di un campo rotante smorzato; non è però dimostrata la possibilità di verificare praticamente le cinque complicatissime relazioni cui debbono soddisfare le sette costanti dei due circuiti, oltre le relazioni di maggioranza perchè la (17) abbia radici immaginarie.

2° Delle quattro radici della (24) siano due immaginarie coniugate e due reali *uguali*.

In questo caso, come è noto, gl' integrali generali assumono la forma:

$$i_1 = e^{-\alpha t} A_1 \operatorname{sen} (\omega t + \alpha_1) + (C_1 + D_1 t) e^{\gamma t}$$
$$i_2 = e^{-\alpha t} A_2 \operatorname{sen} (\omega t + \alpha_2) + (C_2 + D_2 t) e^{\gamma t}$$

con otto coefficienti arbitrari determinati dalle fondamentali (15bis) e dalle condizioni ai limiti.

Una prima relazione tra le sette costanti dei due circuiti si ha dalla (24) per la supposta eguaglianza delle radici γ e δ.

Se si riesce inoltre ad ottenere che sia:

$$A_1 = A_2 \quad , \quad \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{2}$$
$$C_1 = C_2 \quad , \quad D_1 = D_2$$

le due correnti produrranno un campo rotante smorzato, sovrapposto a un campo *rettilineo* decrescente non oscillatorio. Ciò equivale a imporre alle sette costanti cinque condizioni, oltre a quelle di maggioranza, perchè due radici della (17) siano immaginarie.

Non c' è dubbio che un tal fenomeno possa avere degli effetti simili a quelli di un semplice campo rotante; ma gra-

vissime riserve debbon farsi sulla possibilità di soddisfare *praticamente* a tante condizioni.

La discussione potrebbe esser condotta sulla stessa base per il primo dispositivo utilizzato dall'Artom, con questa aggravante, che cioè le costanti disponibili son soltanto sei, il che accresce le difficoltà di soddisfare alle varie condizioni.

Concludendo, si deve ritenere *impossibile* coi dispositivi dianzi descritti, e ricorrendo a cariche smorzate, la produzione di un *semplice* campo rotante smorzato; e difficilissima, anzi praticamente con molta probabilità impossibile, quella di un campo che dia effetti molto prossimi a quelli del primo.

Resterebbe da spiegare come abbia potuto l'Artom, senza la preoccupazione di mettersi in nessuna delle condizioni più semplici che pur sarebbero state necessarie per scariche sinusoidali persistenti, ottenere con scariche smorzate degli effetti che egli ha attribuito a campi rotanti.

A questo proposito mi limito a osservare che, in quanto alle rotazioni di campanule dielettriche, esse posson giustificarsi anche con l'ipotesi di campi varianti in modo comunque capriccioso di direzione e d'intensità, qualora si pensi che *per il loro rapido smorzamento ci potrà essere una prevalenza d'impulsi in un senso.*

In quanto poi alla osservata costanza dello scintillamento del risonatore di Righi, orientandolo comunque in un piano parallelo a quello delle due scintille, è evidente che lo stesso effetto si sarebbe ottenuto con due scintille ortogonali, quasi contemporanee, e *completamente indipendenti*; cosicchè ciò non prova per nulla la esistenza di un campo elettrico rotante, per ottenere il quale non c'è che ricorrere ai processi noti di doppia rifrazione o di riflessione delle onde elettromagnetiche.

SOPRA UN APPARECCHIO PER LA MISURA DI PICCOLI ALLUNGAMENTI,

del Prof. G. P. GRIMALDI *e del Dott.* G. ACCOLLA [1]).

Per raggiungere grande sensibilità ed esattezza nella misura di piccole variazioni di lunghezza è stato di preferenza adoperato, dai diversi sperimentatori, il metodo delle frangie d'interferenza di Fizeau, o quello dello specchio a tre punte (leva a riflessione del Cornu).

Nel primo dei suoi numerosi e importanti lavori sulla magnetostrizione [2]) il Nagaoka fa osservare che il metodo delle frangie non si presta bene per misure rapide, onde egli ha adottato il metodo dello specchio a tre punte con una disposizione ottica molto ingegnosa che permette di renderlo estremamente sensibile senza gravi difficoltà.

L'apparecchio di Nagaoka era destinato a misurare variazioni di lunghezza di sbarre od ovoidi orizzontali; recentemente però, Honda e Shimizu [3]), per non parlare di altri, hanno adoperato un apparecchio, fondato sullo stesso principio, che serve a misurare variazioni di lunghezza di fili verticali.

Nell'apparecchio che forma oggetto di questa Nota noi abbiamo completamente evitato l'attrito tra le diverse parti metalliche, raggiungendo in tal modo grande esattezza nei risultati.

Riservandoci di darne in seguito una descrizione più particolareggiata ne accenniamo qui la disposizione generale.

Lo specchio verticale è montato sopra una piattaforma sostenuta da tre punte (*1*, *2*, *3*). Due di esse (*1*, *3*) poggiano sopra una scanalatura scavata in un piano (A), mentre la punta *2* poggia su un altro piano (B); la distanza tra la punta *2* e la retta *1*, *3* si può regolare a piacere, fino a ridurla assai piccola.

1) Dal Bollettino dell'Accademia Gioenia di Scienze Naturali in Catania. Fasc. 80, Febbraio 1904.

2) Phil. Mag., Ser. 5, Vol. 37, pag. 131 (1894)

3) Phil. Mag., Ser. 6, Vol. 4, pag. 341 (1902).

Il piano A è sostenuto da un telaio formato con due lunghe aste metalliche che reggono il pezzo al quale è saldata l'estremità superiore del filo di cui si tratta di misurare l'allungamento, mentre l'estremità inferiore di esso è unita ad un pezzo (P) di forma piuttosto complicata.

Il piano B è solidale col pezzo P e alla parte inferiore di questo è attaccato un filo flessibile che passa nel foro di una lastra unita rigidamente al telaio, e sostiene un piattello destinato a portare dei pesi.

Per montare l'apparecchio si comincia col situare il telaio in modo che il punto di sospensione del filo metallico da cimentare e il foro della lastra stiano sulla stessa verticale, e in questa posizione lo si ferma al muro di sostegno.

Sospeso poi il pezzo P al filo suddetto e collocato sul piattello i pesi occorrenti per distenderlo, si leva la torsione e si regola P in modo che i bordi dei piani A e B siano vicinissimi, ma non si tocchino.

Dei freni a glicerina smorzano le eventuali oscillazioni del sistema mobile.

Per mezzo di viti micrometriche si può condurre il piano A allo stesso livello del piano B, prima di mettere a posto la piattaforma che porta lo specchietto.

Davanti a questo e alquanto obliquamente viene collocato un collimatore da spettroscopio con la fenditura orizzontale; al centro di essa è stato attaccato un filo di quarzo che viene illuminato da una candela.

Il fascio uscente dalla lente del collimatore riflesso dallo specchio viene raccolto da un cannocchiale munito di micrometro oculare.

Si ottiene in tal modo un'immagine estremamente netta e brillante del filo di quarzo e quando l'apparecchio è ben regolato è difficile commettere un errore di puntata maggiore di una divisione del tamburo del micrometro.

Quest'apparecchio era stato costruito per studiare la magnetostrizione dei fili di nickel e per questo scopo si fecero di rame le aste del telaio, mentre il filo era sostenuto da un pezzo di zinco di lunghezza sufficiente a costituire un sistema compensato per la temperatura.

In seguito l'apparecchio venne impiegato a misurare piccole variazioni di lunghezza di fili di ferro soggetti a trazione, come sarà descritto in altra Nota.

In questo caso la compensazione non era più esatta; malgrado ciò le variazioni lente di temperatura, quali sono quelle che si verificano normalmente in una stanza esposta a tramontana, non impedivano di ottenere risultati attendibili.

Influenza notevole aveva invece il riscaldamento prodotto da irradiazione sul filo, e veniva eliminata mediante diaframmi opportunamente disposti.

In tali ricerche l'obbiettivo del cannocchiale di circa 40 cm. di distanza focale era distante 2 m. dallo specchietto, la punta *2* millimetri 2,94 dalla retta *1, 3* ed una divisione del micrometro oculare corrispondeva ad una variazione di lunghezza di circa μ 0,02.

Avremmo potuto facilmente ottenere una sensibilità quadrupla riducendo la distanza tra le punte, e di gran lunga maggiore migliorando la disposizione ottica; ma nel nostro caso non era necessario spingere la sensibilità al massimo, mentre d'altra parte le numerose cause di errore avrebbero reso illusorï i risultati.

INFLUENZA DELLE ONDE ELETTRICHE E DEL MAGNETISMO SULL'ISTERESI ELASTICA DEL FERRO,

del Prof. G. P. GRIMALDI *e del Dott.* G. ACCOLLA [1]).

L'azione esercitata dalle onde elettriche sull'isteresi magnetica del ferro ci ha indotto a studiarne l'influenza sull'isteresi elastica.

Abbiamo impiegato, a tal uopo, per l'elasticità di trazione, l'apparecchio descritto sommariamente in altra Nota, e poichè esso era stato originariamente costruito per altro scopo, abbiamo dovuto modificarlo in modo da potere studiare un ciclo unilaterale prodotto da carichi sufficientemente grandi.

1) Dal Bollettino dell'Accademia Gioënia di Scienze Naturali in Catania. Fasc. 80, Febbraio 1904.

Sotto il piattello sospeso al pezzo P (Vedi Nota prec.) è stato attaccato un filo che sostiene due pesi separati l'uno dall'altro da due centimetri circa di filo flessibile, esattamente centrati e pescanti in un bicchiere pieno di glicerina, che, scorrevole in apposita ghiera, poteva essere innalzato od abbassato senza spostamenti laterali.

Il cannocchiale ad oculare micrometrico già descritto era orizzontale e montato sulla colonna d' un catetometro.

Sopra e sotto di esso furono fissati alla colonna due cannocchiali più piccoli, girevoli tanto attorno ad un asse verticale, quanto ad uno orizzontale e che, in mancanza di oculare micrometrico, furono muniti di reticoli tracciati su vetro.

Con tale disposizione, per studiare un ciclo unilaterale di trazione, si procede nel modo seguente. Posto sul piattello il carico conveniente, si regolano le viti del piano A in modo da far cadere l'immagine del filo di quarzo sul cannocchiale centrale, quando uno dei pesi immersi nella glicerina tende il filo, mentre l'altro posa sul fondo del bicchiere. Questo viene poi abbassato fino a che l'altro peso agisca sul filo e si regola il cannocchiale inferiore in modo da far cadere l'immagine sul reticolo. Si sollevano poi successivamente i due pesi regolando analogamente la posizione del cannocchiale superiore.

Il ciclo così osservato in verità non comprende che tre carichi del filo, ma si ha il vantaggio di poter partire da qualsivoglia peso iniziale purchè sufficiente a tendere il filo; si raggiunge tale scopo facendo variare il carico del piattello e spostando il piano A per ricondurre l'immagine nei cannocchiali.

Volendo un ciclo più esteso si impiegano tre pesi invece di due; ma in questo caso bisogna rinunziare alla misura relativa al carico massimo.

Gli allungamenti prodotti dal carico dei pesi del bicchiere venivano misurati direttamente mediante l'oculare micrometrico d'un secondo catetometro tarato a mezzo d'un metro campione; la disposizione ottica già descritta serviva alla misura delle differenze per tensioni crescenti o decrescenti ed

al controllo degli eventuali spostamenti dovuti agli effetti termici e alle altre cause d'errore.

Per la taratura dell' oculare micrometrico del cannocchiale centrale e dei reticoli degli altri due si adoperavano delle disposizioni speciali che descriveremo nella Memoria completa.

Avevamo immaginato dei congegni per sollevare delicatamente i pesi del bicchiere, ma l' esperienza ci ha dimostrato che si potevano evitare le scosse senza ricorrere a disposizioni complicate.

Abbiamo accennato nella Nota precedente che in queste ricerche l' apparecchio non era compensato per la temperatura; malgrado ciò le variazioni dovute alla temperatura ambiente non superavano normalmente due o tre divisioni del micrometro del cannocchiale, cioè μ 0,05 in 5 minuti. Quando le variazioni erano più grandi o quando le oscillazioni del muro di sostegno dell' apparecchio, dovute al passaggio dei carri, impedivano di ottenere dei cicli regolari, si rigettavano le osservazioni.

Prima di fare delle misure si ciclizzava ripetutamente il filo, e generalmente tra limiti più estesi di quelli tra i quali si eseguivano le misure dell' isteresi.

I cicli si compievano il più rapidamente possibile, anche per eliminare l' influenza dell' elasticità susseguente.

Per produrre le onde elettriche si adoperava uno spinterometro riunito ai poli d' un rocchetto d' induzione. Una delle sferette era in comunicazione col suolo, l' altra con una spirale che circondava il filo di ferro. Una seconda spirale concentrica alla prima, ma di diametro molto grande, permetteva di creare, occorrendo, un campo magnetico costante.

Appena si faceva agire il rocchetto, si osservava un allungamento del filo dovuto al riscaldamento prodotto dall'isteresi magnetica e dalle correnti di Foucault [1]).

Ove si volesse ritenere quest' ultimo effetto trascurabile nei fili sottili, l' apparecchio potrebbe servire alla misura del-

1) L' apparecchio permetteva di constatare questo effetto anche quando la spirale circondante il filo era separata dall' eccitatore e questo unito ad una seconda spirale uguale alla prima e distante perfino un metro da essa: naturalmente in questo caso la distanza esplosiva tra le sferette dell' eccitatore doveva essere molto più grande.

l'isteresi magnetica col metodo termico, in modo analogo a quanto hanno praticato diversi sperimentatori e recentemente Guye e Herzfeld [2]).

Nel nostro caso si trattava invece di eliminare una grave causa d'errore. Una lunga serie di osservazioni ci dimostrò che adoperando fili sottili l'equilibrio termico si raggiunge rapidamente e la lunghezza del filo rimane costante, purchè l'interruttore del rocchetto funzioni con perfetta regolarità.

Dopo molti tentativi siamo riusciti a mantenere pressochè costante l'effetto termico per il tempo necessario a compiere parecchi cicli; del resto era facile controllare le variazioni termiche tra un ciclo ed un altro, rigettando quelle osservazioni nelle quali si notavano differenze sensibili.

Naturalmente prima di fare una serie di misure si regolava la distanza esplosiva dello spinterometro e la corrente del primario del rocchetto, in modo che l'allungamento termico non superasse 2 o 3 μ.

Riservandoci di esporre i risultati numerici delle esperienze nella Memoria completa, accenneremo soltanto che, malgrado le inevitabili cause d'errore, moltiplicando le osservazioni siamo riusciti a dimostrare che, nel filo di ferro ricotto, l'area d'isteresi elastica del ciclo diminuisce sotto l'azione delle onde elettriche: in alcuni casi la diminuzione arriva a circa il 20 per cento.

Simile risultato si ottiene facendo attraversare la spirale dalla scarica oscillatoria d'un piccolo condensatore piano, le cui armature sono in comunicazione col rocchetto, purchè si regoli lo spinterometro in modo da avere un effetto termico del medesimo ordine di grandezza.

Abbiamo voluto anche esaminare le variazioni dell'area del ciclo per effetto della magnetizzazione, in un campo costante ed uniforme che si otteneva mediante il grande solenoide esterno; in questo caso le misure riescono meno bene a causa del riscaldamento prodotto dalla corrente magnetizzante.

Abbiamo fatto le osservazioni sia immediatamente dopo creato il campo, prima che il filo subisse riscaldamento sen-

2) C. R., t. 136, p. 957 (1903).

sibile, sia aspettando che dopo un tempo abbastanza lungo si fosse raggiunto l' equilibrio termico.

Anche in questo caso abbiamo trovato una diminuzione dell' area d' isteresi, però notevolmente più piccola di quella osservata con le onde elettriche.

Il campo creato dal solenoide non ha potuto finora sorpassare 10 unità, perchè aumentando la corrente magnetizzante il riscaldamento eccessivo impedisce le misure.

La diminuzione osservata in questo caso è da mettersi in relazione con le variazioni del modulo d' elasticità del ferro per la magnetizzazione, constatate da diversi sperimentatori, tra i quali recentemente Tangl [1]), Honda, Shimizu e Kusakabe [2]), e con la variazione del decremento logaritmico delle oscillazioni di un filo, sottoposto a torsione in un campo magnetico, osservata da Gray e Wood [3]).

Quest' ultimo fenomeno abbiamo intenzione di studiare nel caso delle onde elettriche.

Se si fanno agire le onde elettriche, dopo creato il campo magnetico del solenoide, l' effetto termico è notevolmente più piccolo di quello che si otteneva, a parità di condizioni, nel campo terrestre: ci si può rendere ragione di tale differenza se si considera che in questo caso il ciclo d' isteresi magnetica deve essere notevolmente diverso.

In queste condizioni si osserva pure la diminuzione dell' area del ciclo d' isteresi elastica, ma non abbiamo potuto finora nettamente determinare, in tanta complicazione di fenomeni, se sia differente dalla diminuzione osservata nel campo terrestre.

Dal Laboratorio di Fisica della R. Università di Catania.
Febbraio 1904.

---

1) Drud. Ann., T. 6, s. 34 (1901).
2) Phil. Mag., Ser. 6, Vol. 4, p. 459 (1902).
3) Proc. Roy. Soc. Vol. 70, N. 468 (1902).

PER L' ESTENSIONE DI UNA LEGGE ACUSTICA.

Nota di EMILIO ODDONE [1]).

È nota la legge che uno scuotimento periodico dell' aria, prodotto in qualsiasi modo, dà luogo al fatto singolare ed inatteso, che oltre alle vibrazioni dell'aria di quel periodo avvengono contemporaneamente una serie di vibrazioni più rapide armoniche rispetto alle prime.

Tale legge intuita dall' Helmholtz, fu verificata nell' aria mediante i risuonatori che portano il suo nome; ma se da quell' esperienze la legge può dirsi verificata nei fluidi, nelle corde e nelle lastre vibranti, altrettanto non può dirsi nell' interno dei solidi indefiniti. Sia che una verifica non offrisse interesse primario, sia che richiedesse esperienze su vasta scala, non venne mai eseguita.

Oggetto della presente Nota è di narrare alcuni fatti che a prima vista non sembrano avere relazione coll' argomento, ma che invece possono condurre alla verifica di quella legge. Questi fatti sono tratti dalla sismometria. In questo caso il solido indefinito è il solido terrestre, gli scuotimenti sono prodotti dai sismi tellurici e gli apparecchi sismici fanno da risuonatori. Tutto si riduce a ricercare se negli scuotimenti naturali del suolo si verifica la legge di Helmholtz, ossia se gli scuotimenti primari accludono le armoniche. La ricerca non ha meno interesse per la sismometria, in quanto può giovare all' interpretazione dei sismogrammi non solo, ma altresì recar luce intorno la genesi dei sismi. Dovrebbero essere infatti le armoniche a caratterizzare il modo col quale fu scosso il mezzo, se per percussione, strappo, od esplosione; analogamente come nel suono, sono le armoniche che individuano il timbro o il metallo.

L'A. basa il suo ragionamento in una ipotesi: questa consiste nel ritenere che nell' area epicentrale avvengano pres-

1) Atti della R. Accad. dei Lincei, Vol 13, Fasc. 2, 1904.

sochè simultaneamente quante ondulazioni si contengono a distanza in una qualunque delle grandi divisioni in cui si scompone un sismogramma alle stazioni lontane. Sappiamo che un sismogramma di terremoto lontano consta di quattro parti, che con nomenclatura poco esatta si denominarono parti preliminari, principale e finale. Vuolsi che le successive, non siano che la ripetizione della prima parte, da cui solo differenziano nel periodo e nell' ampiezza. Detto altrimenti, molti ritengono che la porzione principale prenda origine da onde superficiali ed invece la prima parte preliminare origini da onde provenienti direttamente dall' ipocentro, ma vogliono che i due sistemi di onde rispecchino le stesse modalità, e pari relazioni presentino le parti finali che sarebbero immagini od echi delle prime. L' ipotesi può anche enunciarsi dicendo che nell' area epicentrale la massima parte delle onde, specie le onde lente, sfuggono alla registrazione a motivo di sovrapposizione, mentre compariscono via via col crescere della distanza, in virtù di un fenomeno di dispersione che può avere cause parecchie.

Questa dispersione a distanza separerà le onde e quindi le armoniche se esistono, cosicchè non si tratta più di mettere, come in acustica coi risuonatori, in evidenza una data onda nel cumulo di onde, ma semplicemente basterà confrontare i periodi nelle varie fasi dei sismogrammi, e vedere se sono armonici, se cioè i numeri d' oscillazione al secondo di caduna fase stanno tra loro nel rapporto dei numeri semplici. Se ciò si verifica, in base all' ipotesi enunciata, si potrà parlare di un' estensione della legge Helmholtz ai solidi.

Limitandosi alla constatazione del fenomeno l'A. analizza alcuni sismogrammi ottenuti in località e con apparecchi diversi.

Come primo esempio, sceglie la parte principale del sismogramma tracciato dai pendoli orizzontali di Roma, addì 19 Aprile 1902 in occasione del terremoto capitato al Guatemala alla distanza di 10,000 chilom. Tale porzione si presenta appunto formata da una serie di fasi, in ognuna delle quali il periodo rimane circa costante; pur diminuendo da una fase all' altra.

Andamento analogo si trova in quell' altro sismogramma descritto dagli stessi apparecchi addì 9 Ottobre 1900 in occasione del terremoto capitato all' Alaska distante 8600 chilom. La parte principale del diagramma consta di due onde del periodo di $49^s,3$ e successivamente si hanno cinque onde col periodo di $34^s,6$, cinque onde col periodo di $26^s,2$ e numerose altre del periodo medio di $20^s,8$ circa. In questi due esempî i periodi trascritti, si presentano circa come i sottomultipli di un ipotetico e strano periodo fondamentale di circa 101^s. Infatti si ha:

Nel primo esempio	E nel secondo esempio:
	$2 \times 49^s,3 = 98^s,5$
$3 \times 33^s = 99^s$	$3 \times 34^s,6 = 103^s,8$
$4 \times 26^s,5 = 106^s$	$4 \times 26^s,2 = 104^s,8$
$5 \times 19^s,5 = 97,5$	$5 \times 20^s,8 = 104^s$

Quanto sopra è descritto si ritrova su per giù in tutti i sismogrammi dei terremoti lontanissimi. Quasi sempre, lungo la parte principale dei sismogrammi i periodi decrescono per fasi e sempre tali periodi possono combinarsi in serie armonizzanti tra loro, oppure con qualche variabile periodo fondamentale.

Abbiamo fin qui considerato i soli sismogrammi di terremoti lontanissimi, ma anche guardando ai sismogrammi dei terremoti men lontani nei quali le onde più lente sono ancora sovrapposte ad altre men lente, si riscontrano degli esempî di armoniche; soltanto i primi periodi della parte principale sono minori degli analoghi periodi nei terremoti lontanissimi.

L'A. da questo fatto crede di potere affermare l' esistenza delle armoniche.

In tal caso si potrebbe concludere « che nei solidi, tanto per uno scuotimento interno, quanto per uno scuotimento alla loro superficie esterna, nei due casi, vale la legge che Helmholtz ha trovato pel timbro, e cioè che nello scuotimento, oltre alle vibrazioni di quel periodo, coesistono le vibrazioni armoniche atte a caratterizzare il modo di scuotimento ».

ELETTRIZZAZIONE DI ALCUNI DIELETTRICI AMORFI MEDIANTE COMPRESSIONE.

Nota del Dott. GIUSEPPE MARTINELLI [1]).

L'A. partendo dalle esperienze del Corbino e dell' Asthon sopra l' elettrizzazione dei dielettrici con mezzi meccanici si propone di ricercare il fenomeno sopra altri dielettrici. Nelle sue ricerche l'A. ha studiato soltanto l' effetto di una pressione e gli isolanti studiati furono: varie specie di caoutchouc, vetro, zolfo, paraffina, gomma lacca.

Una serie di esperienze fu eseguita comprimendo il dielettrico con la caduta brusca di un peso. Il disco dielettrico era tenuto fra due piatti di rame, di cui l' inferiore a terra, il superiore ad una coppia di quadranti di un elettrometro. Sul piatto superiore si lasciavano cadere uno o più dischi di ghisa di determinato peso, avendo cura che non portassero seco delle cariche. Tale disposizione però non permetteva osservazioni sulla faccia inferiore e non permetteva una compressione molto regolare.

Una seconda serie di esperienze fu invece eseguita comprimendo il dielettrico gradatamente, mediante cioè un rapido getto di mercurio, che riempiva un vaso sovrapposto al dielettrico. Questo era sempre tenuto fra due piatti metallici, dei quali ora il superiore, su cui poggiava il vaso, era a terra, l' inferiore all' elettrometro. Per ottenere l' isolamento del piatto inferiore senza porlo a contatto di una superficie dielettrica, e che a sua volta compressa avrebbe complicato il fenomeno, l'A. faceva poggiare il piatto sopra gli spigoli di tre piccoli prismi di ebanite, in modo che la superficie dell' isolatore a contatto col piatto fosse trascurabile rispetto a quella del dielettrico studiato. Con opportune disposizioni proteggeva il piatto inferiore ed i fili che andavano all' elettrometro dalle piccole correnti di aria elettrizzata per la caduta del mercurio. Con questa disposizione l'A. potè sottoporre i

1) Atti della R. Accad. dei Lincei, Vol. 18, Fasc. 2, 1904.

corpi alla esperienza inversa, sottraendoli cioè ad una pressione cui erano sottoposti, e ciò sostituendo al vaso, destinato a raccogliere il mercurio, un altro ripieno precedentemente e munito di un rubinetto di efflusso.

L'elettrometro adoperato fu l'elettrometro a quadranti di Thomson con una coppia al suolo, una al dielettrico e l'ago caricato positivamente con una pila secca. Le osservazioni erano fatte con cannocchiale e scala, e per 1 Volta si aveva una deviazione di cm. 3,3.

Ecco ora i risultati ottenuti con i singoli dielettrici.

Caoutchouc. — Il caoutchouc fu studiato mediante la caduta di un peso di Kg. 3,088 dall'altezza di cm. 2 sopra lamine di caoutchouc del diametro di cm. 12,8. Delle varie specie alcune presentarono sulla faccia colpita dal peso elettrizzazione positiva, altre negativa, oscillando la deviazione dell'elettrometro letta sulla scala da cm. 0,4 a cm. 0,9.

Studiato il caoutchouc con la compressione graduale del getto di mercurio, non ottenne deviazioni apprezzabili.

Vetro. — A causa del suo grande potere igroscopico, per questo dielettrico adoperò invece del solito disco fra i piatti metallici una disposizione che permetteva di rendere ben secca la superficie laterale del dielettrico. Con la caduta di Kg. 3,088 da cm. 2, ottenne una elettrizzazione negativa sulla faccia colpita dal peso con una deviazione media dell'elettrometro di cm. 0,4.

Zolfo. — Con un disco di zolfo (diam. cm. 12,8 spessore cm. 3) compresso dalla caduta di un peso di Kg. 3,088 da cm. 2, ottenne sulla faccia colpita una elettrizzazione negativa ed una deviazione media di cm. 1,60.

La compressione per mezzo del mercurio non diede risultati apprezzabili.

In diverse esperienze fatte sopra un grande numero di dischi e con pesi comprimenti diversi di dimensioni varie ottenne una elettrizzazione positiva.

Studiata la paraffina col getto di mercurio, ebbe sulla faccia inferiore una elettrizzazione negativa.

Gomma lacca. — La gomma lacca presentò il fenomeno nelle dimensioni più grandi e si prestò quindi assai bene per

essere studiata con le piccole compressioni dovute al getto di mercurio. Essa però, unico fra gli isolanti studiati, presenta una curiosa anomalia. Fuso il disco di gomma, esso è atto allo studio sopra una sola delle sue faccie, presentando sull' altra il fenomeno dimensioni assai più piccole, poca regolarità e per lo più elettrizzazione di segno diverso: la faccia, per così dire, regolare è la positiva o la negativa, a seconda dei dischi.

L'A. riferendosi ai fatti osservati sui due ultimi coibenti conclude:

1° Che i varî dielettrici assumono sulla faccia colpita dal peso o su cui poggia il vaso che riceve il liquido comprimente, uno stato elettrico di segno definito, variabile da un dielettrico all' altro, ed uno stato di segno opposto sull' altra faccia.

2° Che se invece di comprimere, si sgrava un dielettrico, il segno della elettrizzazione cambia.

3° Che le esperienze sulla paraffina dimostrano che la carica che si manifesta sopra una faccia cresce al crescere della estensione di questa.

4° Che le dimensioni del fenomeno dipendono strettamente dalla intensità della forza comprimente e crescono al crescere di questa.

Pertanto, ammettendo che il fenomeno osservato nei dielettrici che formavano l' oggetto di queste ricerche si verifichi anche negli altri dielettrici amorfi, sembra lecito concludere che:

« Se si sottopone un disco dielettrico amorfo ad un[illegible]
« pressione (che può essere un urto come la caduta brusca d[illegible]
« un peso, o una compressione gradatamente crescente com[illegible]
« la caduta di un liquido in un vaso poggiato sul dielettric[illegible]
« si manifesta sulla faccia del disco colpita dal peso o su c[illegible]
« posa il vaso, che riceve il liquido compressore, una cari[illegible]
« di determinato segno proprio per ciascun dielettrico ed u[illegible]
« carica di segno opposto sulla faccia opposta. Queste caric[illegible]
« aumentano al crescere della estensione della superficie co[illegible]
« pressa e al crescere della forza comprimente. — Se inv[illegible]
« di comprimere il dielettrico, lo si sottrae ad una pressio[illegible]

« cui era sottoposto, si manifestano analoghi fenomeni, ma i « segni sono invertiti ».

Sembra strano trovare fenomeni di tale natura in corpi amorfi nei quali tutte le direzioni, a differenza di ciò che accade nei corpi cristallizzati, sono per così dire uguali fra loro, e sorge spontanea la domanda perchè l'elettricità di un segno si porti sopra una faccia e quella di segno opposto sull'altra. L'A. crede pertanto che il fenomeno sia appunto legato e quindi forse spiegabile con la dissimetria, che si produce nel dielettrico al momento della pressione: la compressione brusca per la caduta di un peso od anche la compressione graduale ottenuta p. es. col mercurio, propagandosi attraverso la sostanza, produrranno una stratificazione, per così dire, di diversa densità, e con ciò una dissimetria nella massa del dielettrico, dissimetria che spiegherebbe forse in parte la presenza del fenomeno.

Quanto alla anomalia riscontrata nella gomma lacca, si potrebbe forse spiegare supponendo che nella fusione essa assuma una specie di forma cristallina, che darebbe luogo a questa polarità propria della sostanza; in tale caso il fenomeno sarebbe complicato da un vero fenomeno piezoelettrico.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVI, Giugno 1903.

Beaulard F. *Sulla anisotropia della seta, e il valore del coefficiente di Poisson* (pp. 1303-1305). — Operando su un unico filo di seta, anzichè su uno formato da più fili, come aveva fatto precedentemente [1]), l'A. ha trovato per il coefficiente σ di Poisson (rapporto della contrazione laterale β dell' unità di lunghezza di una sezione trasversale al valore α della dilatazione longitudinale dell' unità di lunghezza di un filo di sezione unità, sotto l' unità di carica), per il coefficiente β e per il modulo di Young $E = \frac{1}{\alpha}$, i valori medi seguenti:

$$E = 6{,}50.10^{10}\,; \quad \sigma = 1{,}563\,; \quad \beta = 2{,}393.10^{-11}.$$

L'A. infine fa rilevare come il valore trovato per σ non lascia alcun dubbio sulla anisotropia della seta.

Meslin G. *Sul magnetismo dei liquidi e dei cristalli* (pp. 1305-1308). — L'A. rileva anzitutto come i termini di *dicroismo magnetico o elettrico dei liquidi* non caratterizzino rigorosamente il fenomeno da lui già studiato nelle precedenti Note [2]), consistente in una disuguale modificazione che subiscono le componenti principali della luce attraverso alcuni liquidi piazzati in un campo magnetico o elettrico. Rileva la differenza che passa fra questo e il fenomeno studiato dal Majorana che impiegò la espressione di *dicroismo magnetico.*

Riporta quindi una tavola in cui sono elencati i liquidi e i solidi, il cui miscuglio dà origine a un liquido attivo, e fa rilevare come fra le sostanze solide nessuna ve ne sia di quelle che cristallizzano al sistema cubico, mentre tutti gli altri sistemi cristallini vi sono rappresentati. Questo fatto è spiegabile pensando che nei corpi isotropi, tutte le direzioni sono equivalenti dal punto di vista magnetico, che nessun asse subisce un' azione speciale malgrado la forma complicata della struttura cristallina e che il fenomeno in quistione sembra collegato alla simmetria della molecola cristallina stessa.

1) C. R., 20 Ottobre 1902.
2) C. R., 6, 14 Aprile e 4 Maggio 1903.

Lafay A. *Sulla conduttibilità calorifica del ferro nel campo magnetico* (pp. 1308-1310). — Nel 1850, il Maggi aveva segnalato il fenomeno che presenta il ferro di diminuire la sua conducibilità calorifica sotto l'azione del magnetismo. Questo effetto segnalato dal Maggi e contestato in seguito da diversi fisici e in particolare dal Naccari e Bellati, è stato di nuovo recentemente osservato dal Konda, il quale, basandosi su sue esperienze e su considerazioni teoriche, ha concluso che la conduttibilità del ferro è molto sensibilmente indebolita nel senso delle linee di forza del campo, ma resta inalterata in una direzione perpendicolare.

Queste contraddizioni hanno spinto l'A. a intraprendere alcune esperienze su questo argomento e a ricercare in particolare se, coll'impiego di campi molto intensi, era possibile osservare fenomeni simili su altri corpi oltre il ferro.

I risultati a cui l'A. è giunto sono:

1° Che l'effetto osservato dal Maggi è dovuto a un fenomeno di convezione, al riparo del quale conviene mettersi tutte le volte che si studierà la conduttibilità dei corpi nel campo magnetico;

2° Che, in un campo intenso, la conduttibilità del ferro subisce molto probabilmente una diminuzione apprezzabile, ma il cui valore è press'a poco lo stesso qualunque sia la orientazione mutua del flusso magnetico e calorifico.

Ferrié G. *Sulla utilizzazione della energia per le trasmissioni di telegrafia senza fili* (pp. 1310-1312). — Per utilizzare la massima energia possibile, l'A. ha trovato preferibile di dividere tutte le capacità che può caricare il trasformatore industriale in due o più gruppi piazzati in circuiti oscillanti diversi, ma montati su uno stesso oscillatore. Tutti questi circuiti, regolati in modo da produrre oscillazioni di periodi uguali, agiscono sull'antenna, per l'intermediario di un numero eguale di Tesla, i cui secondari sono montati in serie o in quantità sull'antenna.

L'accordo si ottiene per tentativi, agendo in modo uguale sui secondari se essi sono in quantità, o su un solo se sono in tensione.

Korn e Strauss. *Sui raggi emessi dal piombo radioattivo* (pp. 1312-1313). — Dalla continuazione delle loro ricerche sul piombo radioattivo gli A. sono tratti a concludere che in quella sostanza si devono considerare:

1° Un raggiamento, costituito da raggi deviabili in un campo magnetico, che attraversa facilmente lastre di vetro, di alluminio, ecc., che influenza sopratutto le lastre fotografiche e

che non ha che un debole potere elettroattivo (dovuto alla ionizzazione dell' aria);

2° Un effetto di un grande potere elettroattivo (prodotto probabilmente da una sostanza finissima che si sviluppa dalla materia radioattiva spandendosi nell' aria ambiente), che non è tanto penetrante quanto il primo raggiamento.

Le esperienze dimostrano che i raggi catodici non aumentano che il primo raggiamento, effetto questo che non si è potuto constatare che essi abbiano su alcun' altra materia radioattiva: un aumento del potere elettroattivo, del resto molto debole, non diventa sensibile se non quando s' impiega una sostanza di cui si sia prima indebolito il potere elettroattivo per mezzo di alcuni processi chimici.

CURIE P. e DAUNE J. *Sulla emanazione del radio e il suo coefficiente di diffusione nell'aria* (pp. 1314-1316). — Si sa già che la intensità del raggiamento I di un recipiente di vetro chiuso alla lampada contenente l' emanazione del radio diminuisce col tempo t secondo una legge esponenziale. L' attività diminuisce della metà in quattro giorni, e si ha.

$$I = I_0 e^{-bt} \qquad \text{o} \qquad \frac{dI}{dt} = -bI,$$

con $b = 2{,}01.10^{-6}$ sec.

Ripetendo l' esperienza precedente con un recipiente in vetro, anzichè chiuso, comunicante coll' atmosfera per mezzo di un tubo di vetro capillare, gli A. hanno trovato che l' intensità del raggiamento diminuisce più rapidamente che nel primo caso, ma sempre secondo una legge esponenziale caratterizzata da un coefficiente b' più grande di b. In questa esperienza una parte della emanazione fluisce per il tubo capillare, e la differenza $b'-b=a$ è caratteristica di questo flusso. Potendosi ammettere che il raggiamento delle pareti del recipiente sia proporzionale alla quantità di emanazione che esso contiene, la legge esponenziale indica che la velocità dell' efflusso della emanazione dal tubo capillare è proporzionale alla quantità di emanazione che si trova nel recipiente.

Gli A. hanno trovato pure che il coefficiente a varia proporzionalmente alla sezione s del tubo capillare, in ragione inversa della lunghezza l del tubo, in ragione inversa del volume v del recipiente, ed è indipendente dalla forma di esso.

Si ha dunque

$$a = \frac{Ks}{lv},$$

dove K è un coefficiente che caratterizza la diffusione della emanazione nell'aria, e che alla pressione atmosferica e alla temperatura di circa 10° è stato trovato uguale a 0,100 unità C. G. S.

Secondo le leggi precedenti, l'emanazione si diffonde come un gas che fosse mescolato all'aria in piccola proporzione, e il coefficiente K rappresenta allora il coefficiente di diffusione del gas nell'aria. Per questo coefficiente gli A. hanno trovato un valore vicino a 0,08, che concorda con quello trovato per lo stesso coefficiente da Rutherford e da Miss Brooks, che nelle loro ricerche hanno ammesso *a priori* che l'emanazione si comportasse come un gas, e ne hanno determinato il coefficiente di diffusione col metodo di Loschmidt.

Che l'emanazione poi si comporti come un gas, lo provano altri fatti constatati dagli A. Così se un recipiente contenente della emanazione si pone in comunicazione con un altro recipiente, l'emanazione si distribuisce fra i due recipienti proporzionalmente ai loro volumi. Se di due recipienti attivi comunicanti fra loro per mezzo di un tubo di vetro se ne porta uno alla temperatura di 350°, lasciando l'altro alla temperatura di 10°, l'attività raggiante del tubo più freddo aumenta, e la emanazione si distribuisce fra i due recipienti nella stessa proporzione, secondo cui si distribuirebbe una massa di gas nelle stesse condizioni.

Gli A. infine hanno verificato il fenomeno già constatato dal Rutherford, della condensazione della emanazione del radio alla temperatura dell'aria liquida nel modo seguente:

Un recipiente di vetro di grande volume, e terminato da un tubo capillare, conteneva l'emanazione del radio. Ponendo il tubo nell'aria liquida, e separandolo quindi dal recipiente mediante la fiamma, tutta la emanazione si trovava condensata nel tubo, che era divenuto attivissimo, mentre il recipiente era divenuto inattivo.

Renard Ch. *Sulla purificazione dell'idrogeno industriale per mezzo del freddo* (pp. 1317-1318). — L'A. riporta i risultati di alcune esperienze eseguite dal Claude, dalle quali si rileva che il raffreddamento del gas elimina press'a poco completamente l'arsenico a partire da — 110°. L'A. dopo avere osservato che questo limite potrà variare in ragione della rapidità dello sviluppo del gas in rapporto alle superfici di scambio termico dell'apparecchio di epurazione, conclude che è tuttavia prevedibile che il gas raffreddato a — 130° si depurerà di tutto l'arsenico, che esso contiene.

Berthelot. *Su una nuova relazione generale tra le forze elettromotrici delle dissoluzioni saline* (pp. 1357-1373). — In que-

sta Nota l'A. prova come la relazione che lega le f. e. m. sviluppate dalle reazioni di un acido su una base, e del sale corrispondente sull'acido e sulla base che concorrono a formarlo, sia un caso particolare di una relazione simile ancora più generale, applicabile ai sistemi constituiti da tre elettroliti distinti, come A, B, AB.

Operando con elementi di pila a due liquidi, separati da un vaso poroso, l'A. ha trovato che se con E s'indica la f. e. m. dell' elemento A + B, constituito dalle due dissoluzioni A e B, separate dal vaso poroso, con ε_1 la f. e. m. dell'elemento A + AB, constituito dalle due dissoluzioni A e AB, con ε_2 la f. e. m. dell' elemento B + AB, si ha la relazione

$$E = \varepsilon_1 + \varepsilon_2.$$

Le esperienze riportate dall'A. mostrano in quali limiti è stato possibile verificare questa legge, operando sia con due sali chimicamente neutri, sia con un acido e un sale, una base e un sale, gli acidi e le basi appartenendo ai gruppi degli acidi e delle basi forti, o degli acidi e delle basi deboli.

Dai risultati ottenuti l'A. conclude che quella legge è indipendente dalla origine termochimica della f. e. m. delle specie di pile constituite da sistemi salini. Questa origine sembra al contrario avere una importanza capitale quando si tratta della intensità dei lavori esterni, e specialmente della elettrolisi, che le pile sono suscettibili di sviluppare.

Così, con le pile a due liquidi, l'energia spesa pei lavori esterni di elettrolisi può essere fornita dalle reazioni chimiche compiute tra i liquidi interni e nello spessore della parete del vaso poroso in particolare; cioè indipendentemente dalle reazioni compiute a spesa degli elettrodi, tra i quali si misura la f. e. m. L'A. osserva che questa distinzione è capitale e che è stabilita dalle tre serie di esperienze da lui esposte già da due anni: le une effettuate facendo agire gli acidi sulle basi [1]), le altre determinando una ossidazione tra i composti disciolti [2]), sempre senza fare intervenire l'alterazione chimica degli elettrodi; le ultime infine provocando la formazione di sali doppi stabili. L'A. non crede inutile dare questa dimostrazione, dal punto di vista della teoria generale delle pile, ricondotta fin qui di preferenza alle modificazioni degli elettrodi stessi.

Duhem P. *Sulla propagazione delle onde in un mezzo perfettamente elastico affetto da deformazioni finite* (pp. 1379-1381).

1) Ann. de Chim. et de Phys., t. 17, p. 288.
2) " " " " p. 289.

VIDAL E. ***Sui risultati ottenuti coll' impiego dei razzi contro la grandine*** (p. 1382). — L'A. assicura di avere ottenuto ottimi risultati da nuove esperienze sul tiro dei razzi contro la grandine. Osserva anzi che non solo questi tiri hanno evitato la caduta della grandine, ma hanno evitato anche scariche elettriche sui terreni difesi.

Annunzia infine che per evitare i danni che la caduta dei razzi potrebbero produrre in poderi molto vicini, ha inventato nuovi petardi, che lanciati da un mortaio speciale, scoppiano a 450 m. di altezza dal suolo, altezza ritenuta sufficiente per lo scopo cui sono destinati. Questi petardi, secondo l'A., sarebbero sopratutto indicati per i tiri collettivi.

PERRIN J. ***Esame delle condizioni che determinano il segno e la grandezza della osmosi elettrica e della elettrizzazione per contatto*** (pp. 1388-1391). – Quando un tramezzo poroso separa in due regioni un vaso pieno di liquido, e quando si piazza nelle due porzioni di liquido così separate due elettrodi a potenziale diverso, si produce un movimento d'insieme del liquido attraverso il tramezzo poroso: questa è l'***osmosi elettrica.***

La discussione dei risultati ha mostrato che questa osmosi risulta dalla elettrizzazione che la materia acquista per semplice contatto col liquido, il quale acquista l'elettricità di segno contrario.

Rilevata l'importanza che l'osmosi elettrica ha come mezzo di studio della elettrizzazione di contatto, l'A. riporta la tecnica delle esperienze da lui eseguite su tale argomento, dalle quali trae la conseguenza che l'***osmosi elettrica non è intensa che per i liquidi ionizzati.***

In altra Nota l'A. si riserba di riferire i risultati relativi alla estrema sensibilità della osmosi elettrica, e quindi della elettrizzazione per contatto, alle minime tracce di alcuni elettroliti e, per conseguenza, di alcuni ioni.

ROGOVSKY E. ***Sulla conduttibilità esterna dei fili d' argento piazzati nell'acqua*** (pp. 1391 1393). — L'A. ha cercato di determinare la conduttibilità tra l'argento e l'acqua, applicando un metodo analogo a quello impiegato da Rinière e Ayrton e Kilgour nelle loro ricerche sul potere emissivo dei fili nell'aria e nei gas.

Risultato di questo studio è che la conduttibilità esterna H, per le differenze di temperature ϑ superiori a $3^{\circ},5$ (intensità della corrente maggiore di 9 amp.) può essere espressa, con assai precisione, per tutti i fili dalla formula

$$H = a + b\vartheta.$$

I numeri a e b dipendono dalla temperatura dell' acqua e per un filo di argento non chimicamente puro di diametro $0^{mm},326$ e alla velocità dell' acqua uguale a $37,1$ $^{cm.}|_{sec.}$, ha trovato:

$$a = 0{,}1956 + 0{,}000603\, t_0\,,$$
$$b = 0{,}00400 + 0{,}0000717\, t_0\,.$$

L'A. ricercando la relazione tra la conduttibilità esterna e la velocità della corrente di acqua, ha trovato inoltre che si può ammettere che la conduttibilità esterna sia press' a poco proporzionale alla radice quadrata della velocità della corrente di acqua.

Supponendo infine a e b proporzionali a d^n, dove d è il diametro del filo e n un esponente, l'A. ha trovato che quest'ultimo è negativo per a e il suo valore numerico uguale a 3, per i fili argento puro del diametro da $0^{mm},415$ a $0^{mm},281$, diminuendo per fili aventi un diametro più piccolo o più grande. Nella espressione di b l' esponente n varia da $-0{,}182$ per i fili di argento puro del diametro da $0^{mm},415$ a $0^{mm},281$, a $+0{,}702$ per i fili di argento impuro del diametro da $0^{mm},326$ a $0^{mm},194$.

Così che l'A. infine conclude che H e q (quantità di calore perduta per secondo da ciascun centimetro quadrato del filo) possono esprimersi mediante le formule:

$$H = \left[\frac{c + m\, t_0}{d^n} + (e + p\, t_0)\, d^{n_1}\, \vartheta\right] \sqrt{v}\,,$$

$$q = \left[\frac{c + m\, t_0}{d^n} + (e + p\, t_0)\, d^{n_1}\, \vartheta\right] \vartheta \sqrt{v}\,,$$

dove c, m, e, p, n e n_1 sono delle costanti.

RE FILIPPO. *Ipotesi sulla natura dei corpi radioattivi* (pp. 1393 1395). — L' ipotesi che l'A. fa per spiegare le proprietà dei corpi radioattivi è che *le particelle costituenti gli atomi siano state prima libere, e che abbiano costituito una nebulosa di estrema tenuità; che, in seguito, esse si siano riunite attorno a centri di condensazione, dando origine a Soli infinitamente piccoli che, per un processo di ulteriore condensazione, hanno preso forme stabili e definitive, che sarebbero gli atomi degli elementi che noi conosciamo e che noi potremo paragonare a piccoli Soli estinti: Soli più grandi, che non sono estinti, costituirebbero gli atomi dei corpi radioattivi.*

Questa ipotesi, il cui grado di legittimità, secondo l'A., non è minore di quello concernente l' ipotesi della formazione dei mondi, permette di spiegare:

1° Perchè i corpi radioattivi posseggano un peso atomico molto elevato;

2° Perchè essi sviluppino della energia, che sarebbe dovuta alla contrazione dei loro atomi.

Blondlot R. *Sulla esistenza di radiazioni solari capaci di attraversare i metalli, il legno ecc.* (pp. 1421-1422). — Per ricercare se il sole emette dei raggi *n*, l'A. ha utilizzato il fenomeno da lui stesso segnalato, per il quale quei raggi agendo sulle sostanze fosforescenti ne avvivano la fosforescenza preesistente.

L'esperienza semplicissima consiste nel porre in una camera oscura, avente una finestra esposta al sole, chiusa da una imposta massiccia di legno di quercia, un tubo di vetro sottile contenente una sostanza fosforescente, p. es. solfuro di calcio, esposta preventivamente al sole. Interponendo sul tragitto dei raggi, che si suppone raggiungano il tubo attraverso l'imposta, una lastra di piombo o anche semplicemente la mano, lo splendore della fosforescenza diminuisce per riapparire di nuovo appena tolto l'ostacolo. Uno strato sottile di acqua arresta interamente i raggi, e nubi leggere che passino sul sole ne diminuiscono considerevolmente l'azione. Unica precauzione da prendersi nel ripetere questa esperienza è di cercare che la fosforescenza preesistente sia debole. Le variazioni di splendore sono sopratutto facili a rilevarsi verso i contorni della macchia luminosa formata dal corpo fosforescente in un fondo oscuro.

Questi raggi *n* emessi dal sole possono essere concentrati da una lente di quarzo, e mediante la sostanza fosforescente si può constatare l'esistenza di più fuochi. Questi raggi subiscono la riflessione regolare su una lastra di vetro liscio, e sono diffusi da una lastra opaca.

Su una piccola scintilla, o su una fiamma questi raggi emessi dal sole hanno lo stesso effetto dei raggi *n* emessi da un tubo di Crookes, da una fiamma, o da un corpo incandescente.

Ancora una volta l'A. fa rilevare che questi raggi non hanno prodotto alcun effetto sulle lastre fotografiche.

Maillard L. *Sulla formula barometrica di Laplace* (pp. 1427-1430). — A proposito della formula di Halley

$$(1) \qquad Z = C \log \frac{h_1}{h_2} \quad (\text{dove } c = 18{,}4)$$

che dà in chilometri la differenza di altezza di due luoghi, conoscendo le altezze barometriche h_1 e h_2, l'A. mostra che quella formula dà valori sufficientemente esatti a condizione che h_1 e h_2 rappresentino medie di pressioni normali per i luoghi considerati.

E poichè alcuni indizi fanno pensare che, nell'alta atmosfera, le pressioni siano sensibilmente più forti che se la temperatura fosse uniforme, l'A. crede che sarebbe utile, per fissare questo punto importante, che, nel caso dei palloni sonde, le misure barometriche fossero accompagnate per quanto è possibile da misure trigonometriche. Il confronto permetterà di calcolare, in ciascun caso particolare, il valore di c; e se c dovrà considerarsi come un parametro variabile con τ (media delle temperature delle stazioni considerate) la formula (1) diventerebbe:

$$Z = c\,(1 - \beta\,\tau) \log \frac{h_1}{h_2},$$

dove c e β sono due costanti da determinarsi con serie di osservazioni.

SWYNGEDAW R. *Su una generalizzazione di un teorema di Boucherot* (pp. 1433-1435). — Boucherot ha enunciato il seguente teorema applicabile alle correnti sinusoidali: *In una rete di circuiti a correnti alternative non comportante nè commutatori rotanti, nè collettori, nè resistenze variabili durante il periodo, la somma delle potenze magnetizzanti è nulla come la somma delle potenze reali.*

L'A. chiamando correnti *simmetriche*, le correnti periodiche le cui curve d'intensità e di tensione in funzione del tempo siano formate da rami positivi e negativi identici e simmetrici rapporto all'ordinata massima, generalizza quel teorema e lo enuncia sotto la forma:

In una rete che si può scindere in più tronchi senza induzione mutua l'uno sull'altro percorsi da correnti simmetriche e agli estremi dei quali si esercita una tensione simmetrica, la somma delle potenze reali sviluppate è nulla come la somma delle potenze magnetizzanti.

SAGNAC G. *La lunghezza d'onda dei raggi* n *determinata per mezzo della diffrazione* (pp. 1435-1437). — Il Blondlot ha constatato che una lente biconvessa di quarzo rifrange i raggi n, in modo da dare di una fenditura F_0 un'immagine reale F la cui posizione soddisfa, in ogni caso, alla legge dei fuochi coniugati

$$\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} = (N - 1)\,k = \frac{1}{\varphi}$$

e ne deduce il valore dell'indice di rifrazione del quarzo per i raggi n studiati. N = 2,942.

Il Blondlot ha trovato inoltre tre altre imagini F_1, F_2, F_3 situate pure sull'asse della lente, e ammette che queste tre ima-

gini siano dovute alla rifrazione di tre altri gruppi di raggi n, i cui indici di rifrazione sarebbero

$$n_1 = 2,62; \quad n_2 = 2,436; \quad n_3 = 2,29.$$

L'A., invece, partendo dal fatto che se una lente dà di un punto F_0 una imagine reale F, essa dà, al tempo stesso, lungo l'asse, una serie di massimi d'intensità dovuti alla diffrazione per l'apertura della lente, e sempre meno intensi a misura che più sono lontani dalla imagine principale, pensa che le imagini F_1, F_2, F_3 osservate dal Blondlot non siano appunto che i tre primi massimi di diffrazione, e che quindi i raggi n non siano formati che da una sola banda più o meno stretta, corrispondente all'indice medio 2,942 e a una lunghezza d'onda, che egli trova uguale a $0^{mm},2$; valore questo quasi quadruplo di $0^{mm},06$ che rappresenta la lunghezza delle più lunghe onde infra-rosse scoperte dal Rubens.

Meslin G. *Classificazione dei liquidi e dei cristalli dal punto di vista magnetico* (pp. 1438-1440). — In questa Nota l'A. riporta l'elenco dei liquidi e dei corpi cristallizzati, classificati dal punto di vista del loro potere magnetico e del dicroismo dei liquidi costituiti dal loro aggruppamento.

Perrin J. *Condizioni che determinano il senso e la grandezza della elettrizzazione per contatto* (pp. 1441-1443). — Facendo seguito alla sua Nota precedente l'A. rileva che l'azione degli acidi e delle basi, cioè degli ioni H^+ e OH^- è straordinariamente grande, e l'osmosi indica la loro presenza con una sensibilità che può raggiungere o sorpassare quella degli indicatori colorati. Una sostanza elettricamente neutra, nell'acqua neutra, si carica positivamente nell'acqua contenente una molecola di acido per cinque milioni d'acqua: la stessa sostanza si carica negativamente nell'acqua per quanto debolmente basica. A questo proposito l'A. nota come l'acido carbonico dell'atmosfera rendendo debolmente acida l'acqua distillata, nuoce molto alle esperienze e rende l'acqua positiva in casi in cui sarebbe neutra o negativa.

Dopo avere citato alcuni esempi dai quali si rileva come si può, con una semplice traccia di acido o di base, invertire il segno della carica di un corpo piazzato nell'acqua, l'A. si occupa della osmosi attraverso il cloruro violetto di cromo, che ha particolarmente studiato, e si limita a indicare i risultati relativi agli elettroliti formati di ioni monovalenti. Questi risultati sono:

« Gli acidi cloroidrico, bromidrico, nitrico, mono e tricloracetico rendono positiva la superficie del cloruro; la loro azione « già apprezzabile per una molecola grammo in 10^5 litri di acqua

« cresce col tenore, ma sempre più lentamente, di guisa che non « si guadagna gran cosa mettendo una molecola grammo in 100 « in luogo di metterla in 10,000. Questo risultato sembra generale.

« L'acido acetico agisce nello stesso senso, ma è necessario « un tenore più forte per giungere allo stesso risultato. Ciò cor- « risponde alla sua debolissima dissociazione in ioni.

« La potassa, la soda, la litina, l'ammoniaca agiscono in senso « inverso, rendendo la parete fortemente negativa.

« I cloruri, i bromuri e gli ioduri di sodio e di potassio agi- « scono poco.

« Il nitrato e il clorato di argento agiscono presso a poco « intensamente quanto gli acidi, rendendo la parete positiva.

« Il nitrato di tallio infine agisce nettamente, tuttavia meno « del nitrato di argento ».

Riassumendo l'A. conclude che si devono considerare come agenti deboli, da una parte gli ioni positivi Na, K, Li, AgH_4 e dall'altra parte gli ioni negativi Cl, Br, I, NO_3, ClO_3, CH_3CO_2, $CH_2Cl.CO_2$, $ClCl_2CO_2$.

Si devono invece considerare come agenti intensi gli ioni positivi H, Ag e in grado minore Tl che caricano positivamente la parete e, dall'altra parte, l'ione negativo OH che la carica negativamente.

L'A. si riserba infine di pubblicare in una Nota successiva l'azione degli ioni polivalenti.

Berthelot. *Pile a due liquidi: forze elettromotrici; condensazioni; trasformazione di energia agli elettrodi* (pp. 1497-1505).

Becquerel H. *Su una proprietà dei raggi α del radio* (pp. 1517-1522). — Studiando l'azione di un campo magnetico sui raggi β del radio, si è trovato che, conformemente alle conclusioni della teoria balistica, le traiettorie normali al campo magnetico sono, per ciascun raggio semplice, delle circonferenze.

Era naturale di pensare che lo stesso avvenisse per i raggi α, il cui fascio l'A. ha già mostrato essere omogeneo, cioè costituito da raggi aventi tutti la medesima deviabilità magnetica. Ora in un campo magnetico d'intensità H, una massa reale o fittizia *m* trasportante una carica elettrica *e*, dovrebbe descrivere una traiettoria circolare di raggio R, con una velocità *v*, e la relazione che sussiste, secondo la teoria, fra queste diverse quantità è

$$RH = \frac{m}{e} v.$$

La grandezza del prodotto RH caratterizza una specie determinata di radiazioni, ma l'esperienza ha mostrato che non è co-

per i raggi α, per i quali quel prodotto non ha un valore unico. Il Rutherford ha dato per quel prodotto il valore $3,9.10^5$, mentre l'A. lo ha trovato compreso fra i valori variabili di $2,9.10^5$ e $1,9.10^5$.

Nuove determinazioni eseguite dall'A. hanno messo in evidenza la variabilità di quel prodotto, e hanno dato il numero 3,9 trovato dal Rutherford per una lunghezza di traiettoria di $5^{cm},1$ e per un campo di 8400 unità.

Da queste esperienze l'A. conclude che, in un campo magnetico uniforme, il raggio di curvatura della traiettoria dei raggi α deviati dal campo, va aumentando colla lunghezza della traiettoria.

L'A. crede di potere attribuire alla presenza dell'aria la causa di questa perturbazione, come lo proverebbero anche i valori trovati da Des Condres, il quale, operando nel vuoto, ha trovato per il rapporto $\frac{e}{m}$ il valore $6,4.10^3$, prossimo a quello dato dal Rutherford, e per la velocità il valore $1,65.10^9$.

Per stabilire la natura di questa influenza sarebbe necessario misurare la deviazione in un campo elettrico, nell' aria, affine di poter calcolare i diversi valori di $\frac{m}{e}$ e di v lungo la traiettoria, e di vedere come variano questi fattori.

L'A. osserva che se i valori dati dal Rutherford avessero una precisione sufficiente, dal loro confronto coi risultati del Des Condres si dovrebbe concludere che $\frac{m}{e}$ è costante e che la velocità va aumentando, aumento che difficilmente può ammettersi senza che m e e subiscano delle variazioni.

L'A. passa quindi a esaminare le ipotesi di un aumento della massa m, o di una diminuzione della carica e, e nella ipotesi che m sia una massa materiale, trova che l' aumento del raggio di curvatura della traiettoria può spiegarsi con un aumento della massa, e nel caso dei raggi α, in cui m è positiva, a tale aumento deve pure contribuire una diminuzione della carica.

Ammettendo invece con Kaufmann che la massa m sia una grandezza puramente elettromagnetica, funzione di e e di v, l'A. osserva che si può, senza fare intervenire masse materiali, supporre che la carica positiva e attiri gli elettroni negativi dell' aria, e che essa diminuisca lungo la traiettoria. Si esprime lo stesso fatto dicendo che la carica si dissipa progressivamente nell'aria, resa conduttrice dal passaggio dei raggi α.

Oltre questa proprietà presentata dai raggi α, l'A. ricorda le altre osservate dai Sig. Curie, che cioè le radiazioni α del radio e del polonio sono assorbite da uno spessore di aria di alcuni centimetri, e che esse diventano sempre meno penetranti a misura che attraversano spessori crescenti di alluminio o di aria, legge di assorbimento che è contraria a quella osservata per le radiazioni non omogenee, e che può attribuirsi secondo l'A., a una trasformazione progressiva della radiazione.

BERTHELOT. *Ricerche sulle pile a un liquido e a due liquidi. Verifiche* (pp. 1601-1608). — In questa Nota l'A. riporta i risultati di una lunga serie di determinazioni, che costituiscono una verifica molto estesa della esattezza dei metodi da lui adoperati nei suoi lavori relativi allo studio delle pile.

TAVERNIER (DE). *L'elettrotipografo e il tele-tipografo* (pp. 1637-1638). — L'elettro-tipografo, descritto in questa Nota, è una macchina che fabbrica la composizione tipografica in caratteri mobili, fusi di mano in mano. Essa è completata dall'altro apparecchio, il teletipografo, che permette di comporre lo stesso testo contemporaneamente in più città diverse.

MESLIN G. *Sul dicroismo spontaneo dei liquidi misti* (pp. 1641-1643). — Continuando i suoi studi sul dicroismo dei liquidi contenenti particelle solide, piazzati in campi magnetici, l'A. ha constatato che per alcune di tali miscele il fenomeno avviene anche quando sono sottratte all'azione del campo magnetico. L'A. attribuisce tale fenomeno, che designa col nome di *dicroismo spontaneo,* all'azione della gravità, per la quale le lamine tenute in sospensione nel liquido si orientano diversamente. Il campo magnetico, secondo l'A., può modificare questo dicroismo spontaneo col rinforzarlo, diminuirlo o anche cangiandone il segno. I principali casi di rinforzo, di indebolimento o d'inversione sono riportati nella seguente tabella:

	Segno del dicroismo	
	spontaneo	magnetico
Carbonato di potassa e petrolio	+	+
» e alcool amilico. .	+	+
Clorato di potassa e alcool amilico . .	—	—
» e alcool butilico . .	—	—
» e fenolo	+ (debole)	+
Ossalato di potassa e fenolo	+ (debole)	+

		Segno del dicroismo	
		spontaneo	magnetico
	Acido borico e amilene	—	+
Inversione	» e petrolio	+	—
	» e cloroformio . . .	+	—
	» e essenza di trement.	+	—
	» e solfuro di carbonio	+	—
	» e benzina	+	—
	» e toluene.	+	—
	» e xylene	+	—
	» e cumene	+	—
	» e cinnamene . . .	+	—

L'A. in fine osserva che questi liquidi che offrono il dicroismo spontaneo sono quelli che, sotto l'influenza del campo magnetico, sono i più attivi, e che anche la reciproca è vera, e che questa tabella contiene la lista degli aggruppamenti più energici dal punto di vista magnetico.

Broca A. e Turchini. *Sui fenomeni dell'antenna della telegrafia senza fili* (pp. 1644-1646). — Con un elettrodinamometro per correnti di alta frequenza, da loro stessi ideato, gli A. hanno studiato i fenomeni presentati da una antenna formata da un cavo da luce di 5 mm. di diametro, isolato alla gutta, sospeso nel laboratorio. Hanno così verificato che il suo periodo di oscillazione era poco dipendente dalla sua situazione relativa al suolo o ai muri. Le cifre ottenute dagli A. sono state le seguenti :

Antenna di	90 m.	600000 al secondo
»	56 m.	1000000 »

Per antenne più corte hanno ottenuto risultati paradossali, che gli A. stessi pensano dovuti ad alterazioni nei fenomeni attribuiti ai loro apparecchi.

L'antenna quindi di 90 m. ha dato una lunghezza di onda di 500 m. mentre dalla teoria ammessa ne è preveduta una di 360 m., e quella di 56 m. ha dato una lunghezza di onda di 300 m. in luogo dei 240 m. precedenti. Gli A., che fin da principio hanno premesso di nulla garantire circa l'esattezza dei numeri trovati, affermando invece incontestabile la natura dei fenomeni osservati, credono probabile che questo fatto sia dovuto alla esistenza delle perturbazioni alle estremità, ben nota nei fenomeni di Hertz.

Questi risultati sono stati indipendenti dalla lunghezza della scintilla. Gli A. infine hanno verificato che *la distribuzione dei potenziali lungo l'antenna è sensibilmente lineare,* almeno sui tre quarti dell'antenna.

Bouty E. *Coesione dielettrica dei gas e temperatura* (pp. 1646-1649). — Per studiare la variazione della coesione dielettrica dei gas colla temperatura, l'A. ha impiegato una stufa elettrica nella quale erano contenuti il condensatore e il pallone a gas rarefatto piazzato tra i suoi piatti.

Tenendo chiuso il robinetto del pallone e mantenendo per conseguenza costante la massa del gas contenuto nell'apparecchio, ha trovato che, a pressioni superiori ad alcuni millimetri di mercurio, il campo critico rimaneva invariabile per ogni temperatura inferiore a 190°.

Dall'insieme di tutte le misure riportate dall'A. risulta che la variazione, se esiste, non può sorpassare $^1|_{100}$ tra la temperatura ordinaria e 190°. Questo risultato si applica non soltanto all'aria, all'idrogeno, all'acido carbonico, ma anche ai miscugli gassosi come quelli di idrogeno e di acido carbonico o di idrogeno e di ossigeno per i quali la coesione dielettrica, misurata alla temperatura ordinaria, è molto sensibilmente inferiore alla media delle coesioni dielettriche dei gas mescolati.

L'A. arriva così alla legge notevole che *la coesione dielettrica di un gas o di un miscuglio di gas non dipende che dalla distanza media delle molecole,* finchè le molecole o gli aggruppamenti molecolari non sono alterati. A volume costante, la coesione dielettrica è indipendente dalla temperatura. A pressione costante, essa varia in ragione inversa della temperatura assoluta.

L'A. ha verificato anche che l'aumento di temperatura distruggendo parzialmente lo strato aderente, dal quale dipende uno dei termini della somma che a basse pressioni rappresenta il potenziale critico, aumenta questa differenza di potenziale e, per conseguenza, anche il campo critico.

Dopo avere dichiarato di avere ottenuti i risultati precedenti operando con un pallone di vetro speciale per l'eccellente isolamento, l'A. rileva che la temperatura a partire dalla quale la coesione dielettrica sembra crescere in modo apprezzabile si è mostrata indipendente dalla natura del gas, e che nel caso del detto pallone è stata di 190°.

Pellat e Leduc. *Determinazione dell'equivalente elettrolitico dell'argento* (pp. 1649-1651). — Dopo che uno degli A. ha studiato l'elettrolisi dell'azotato di argento, esaminato le diverse cause che influiscono sulla massa del deposito catodico, e fissato

le condizioni nelle quali bisogna porsi per ottenere con certezza e precisione questa costante fisica, gli A. hanno cercato di determinare l'equivalente elettrolitico dell'argento colla maggiore esattezza possibile, allo scopo di togliere le divergenze esistenti fra i valori determinati dai diversi sperimentatori.

Per questo gli A. hanno adottato il metodo di Potiers e Pellat introducendovi tutte quelle modificazioni atte a rendere più rigoroso il metodo, e dalle loro esperienze gli A. sono condotti ad ammettere come certo che la massa di argento deposta da un coulomb è compresa fra $1^{mg},119$ e $1^{mg},120$, conformemente ai risultati avuti da Potiers e Pellat, da una parte, e Patterson e Guthe dall'altra.

VAUGEOIS. *Lastre positive di accumulatore, genere Planté, a grande capacità* (p. 1655). — I seguenti risultati sono stati ottenuti su lastre positive speciali, genere Planté, formate con un metodo su cui l'A. si riserba di tornare.

Regime della corrente di scarica in ampères per decimetro quadrato	Capacità in amper-ora per decimetro quadrato	Durata della scarica in ore h m
0,02	1,24	62
0,05	1,19	23,48
0,10	1,10	11
0,15	1,03	6,51
0,20	0,96	4,48
0,25	0,89	3,53
0,30	0,82	2,44
0,35	0,74	2,7

Queste capacità, a detta dell'A., possono ottenersi industrialmente con una grande precisione, e non compromettono la solidità meccanica degli elettrodi. Dall'A. sono state realizzate su lastre che presentavano 35 dm^2 di superficie attiva per chilogrammo.

COTTON A. e MOUTON H. *Nuovo processo per mettere in evidenza gli oggetti ultra-microscopici* (pp. 1657-1659). — Già Siedentopf e Zsigmondy [1]) hanno mostrato che le condizioni essenziali da soddisfare per rendere visibili gli oggetti ultra-microscopici sono le seguenti: 1° bisogna rischiarare molto vivamente il mezzo da studiare, con un fascio che è diffratto dalle particelle che esso racchiude, senza che alcun raggio di questo fascio pe-

1) Drud. Ann. t. 10, 1903.

netri nel microscopio, per modo che si deve osservare su fondo oscuro; 2° Bisogna, d'altra parte, che le particelle in quistione non siano troppo numerose.

Gli A. hanno cercato di soddisfare a queste condizioni con un dispositivo assai semplice, di una istallazione più comoda di quella del sistema ideato dai due predetti fisici, e che permette di fare e di esaminare un grande numero di preparazioni senza allontanarsi di troppo dalla termica ordinaria.

Per questo, nel caso di un liquido, una goccia di esso è posta, come al solito, fra una lamina e un copri-oggetto. La lamina è piazzata su un blocco di vetro di forma conveniente, con interposizione di un liquido dello stesso indice. Un fascio di luce, attraversando il blocco, viene a convergere nel liquido da studiare al disotto dell'obbiettivo; l'incidenza dei raggi che lo compongono è tale che, dopo avere attraversato il liquido, subiscono la riflessione totale sulla superficie superiore del copri oggetti e sono rimandati verso il basso nell'interno del liquido. In tal modo è soddisfatta la prima delle condizioni: la seconda si realizza scegliendo convenientemente la diluizione del liquido e il suo spessore.

Dopo avere rilevati i vantaggi che il sistema da loro ideato presenta sugli altri, e le prove fatte per assicurarsi della sua bontà, gli A. terminano notando che è indispensabile scegliere e pulire con cura le lamine e i porta-oggetti impiegati.

Claude G. ***Sulla liquefazione anticipata dell'ossigeno dell'aria*** (pp. 1659-1661). — Mentre tutti sono concordi nel ritenere che durante l'evaporazione dell'aria liquida, l'azoto si evapori prima e il liquido si arricchisca progressivamente in ossigeno, finchè alla fine la evaporazione sia costituita da puro ossigeno, tale accordo non esiste quando si tratta del fenomeno inverso, cioè della condensazione dell'aria.

Alcuni, fra i quali Linde, ammettono che i due elementi dell'aria si condensino simultaneamente e in proporzione invariabile; altri, e in particolare Pictet, credono che il primo a liquefarsi sia l'azoto. L'A. invece pensa, e l'esperienze a tale scopo istituite lo hanno confermato nella sua opinione, che l'ossigeno, sussistendo l'ultimo allo stato liquido, deve inversamente condensarsi di preferenza nelle prime frazioni quando l'aria si liquefà progressivamente.

P. Baccei.

Journal de Physique. IV Serie, T. III,
Gennaio e Febbraio 1904.

Blondlot R. *Ricerche sui raggi n* (pp. 1-12). — L'A. trova che un filo di platino, portato al rosso scuro da una corrente elettrica, o una lamina di platino, portata parzialmente al rosso scuro da una piccola fiamma a gas, sono azionati dai raggi *n* e possono servire a metterli in evidenza, ma l'effetto (aumento di splendore) non è dovuto ad un riscaldamento. I raggi *n* emanati dal becco Auer traversano il platino incandescente e non quello freddo, e mentre non esercitano alcuna azione sulla luce rifratta, se colpiscono una superficie riflettente l'imagine resta rinforzata.

L'A. fa osservare che l'attitudine a vedere le deboli variazioni di intensità luminosa provocate dai raggi *n* varia molto da persona a persona, e per alcune occorre molto esercizio prima di osservarle con sicurezza. La lampada Nernst, senza vetro, dà i raggi *n* più intensi. L'A. trova che alcuni corpi immagazzinano i raggi *n*; però la proprietà di emettere raggi secondari penetra molto lentamente nell'interno d'una massa metallica ed è nulla per l'alluminio, il legno, la carta secca o bagnata e la paraffina.

Dei ciottoli e frammenti di pietra calcare che siano stati esposti al sole emettono spontaneamente raggi *n* a condizione che la loro superficie sia ben secca. La terra vegetale è inattiva a causa della sua umidità.

Bouty E. *Coesione dielettrica e temperatura* (pp. 12-28). — Per studiare la variazione della coesione dielettrica dei gas con la temperatura l'A. ha adottato la stessa disposizione delle sue misure precedenti. Le alte temperature, fino a 260°, le produce mediante una corrente elettrica e le basse, fino a — 100°, per mezzo di una corrente di aria liquida.

Trova che a tutte le pressioni la coesione dielettrica è, a volume costante, indipendente dalla temperatura e ciò non solo per un gas puro, ma anche per miscugli gassosi fra i quali è degno di nota quello di ossigeno e d'idrogeno nel quale l'efflavio non provoca l'esplosione, neppure verso i 190°, e non produce vapore acqueo in quantità apprezzabile.

Dopo diverse serie di accurate esperienze, giunge a stabilire che la conducibilità del recipiente che contiene il gas in istudio è la sola causa per cui il campo critico apparente, misurato ad alta temperatura, non è uguale al campo critico alla temperatura ordinaria.

PEROT A. e FABRY C. *Sulla separazione delle righe spettrali vicinissime a proposito d'una recente memoria di Lummer e Gehrke* (pp. 28-32). — Gli A. dimostrano che la divergenza fra i risultati di Lummer e Gehrke e quelli degli altri osservatori non può spiegarsi con una superiorità del loro apparecchio il quale, invece, è meno potente del metodo delle frange argentate.

FÉRY C. *Pirometro ad assorbimento* (pp. 32-37). — Si può determinare la temperatura d'un corpo incandescente mediante una misura fotometrica sopra una radiazione elementare che emette. Le Châtelier costruì un apparecchio semplicissimo che permette di fare il confronto fotometrico fra le radiazioni d'un forno e quelle d'una piccola lampada campione.

Guidato dal fatto che tanto la legge di variazione d'una radiazione elementare fornita da un corpo nero quanto l'altra dell'assorbimento sono esponenziali, l'A. sostituisce alla lente a occhio di gatto, che permette di stabilire l'uguaglianza degli splendori nell'apparecchio precedente, un prisma di vetro assorbente. La grossezza di questo, necessaria per riportare l'intensità ad essere uguale a quella della lampada campione, varia in ragione inversa della temperatura assoluta del corpo radiante. Le misure si fanno sullo splendore, quindi sono indipendenti dalle dimensioni del corpo raggiante.

L'apparecchio può servire fra le temperature di 1100° a 3800°, e si presta, con molta comodità, a una gran quantità di misure scientifiche e industriali.

FLORIO F. *Nuove macchine pneumatiche a mercurio* (pp. 38-47). — Vedi *N. C.* Aprile 1903.

NORDMANN C. *Il raggiamento hertziano del sole e l'influenza della attività solare sul magnetismo terrestre* (pp. 97-120). — Da una serie grande di fatti osservati l'A. deduce logicamente che:

Il sole deve emettere delle onde hertziane e questa emissione dev'essere particolarmente intensa nelle regioni e alle epoche della maggiore attività solare, cioè nelle regioni delle macchie solari e al momento del loro massimo.

Questa proposizione ha il carattere di ipotesi, ma l'A. si propone di dimostrare che essa si deduce immediatamente dallo studio sperimentale del sole, che non è in contradizione con alcun fatto conosciuto, che spiega e coordina semplicemente dei fenomeni rimasti fino ad oggi oscuri e rilega ad una causa unica fenomeni diversi e multipli.

Dalle osservazioni termometriche degli ultimi trent'anni deduce la legge:

La temperatura media terrestre subisce un periodo uguale a quello delle macchie solari; l' effetto delle macchie è di diminuire la temperatura media, cioè la curva che rappresenta le variazioni di questa è parallela alla curva inversa della frequenza delle macchie solari.

Prese in esame le diverse ipotesi proposte per spiegare il periodo diurno magnetico conclude che:

Le proprietà magnetiche dell' atmosfera non possono avere che effetti iufimi sul campo magnetico terrestre, e in particolare esse non possono produrre che una frazione affatto trascurabile del periodo diurno dell' ago magnetico.

Dalle proprietà elettriche dei gas rarefatti deduce che:

Sotto l' influenza delle onde hertziane emanate dal sole gli strati superiori dell' atmosfera ritornano atti a lasciar passare le correnti prodotte dall' induzione terrestre, e l' intensità di esse deve variare come l' insolazione e ritornare debolissima quando il sole è sotto l' orizzonte.

E da questo che:

Il periodo diurno dell' ago magnetico deve avere la maggiore ampiezza nella maggiore attività solare e la più debole al minimo delle macchie. E l' osservazione giustifica pienamente questa deduzione.

Prendendo in esame i fenomeni presentati dalle burrasche magnetiche e le leggi che seguono, l'A. dimostra che sono facilmente spiegabili con la sua teoria, mentre l' altra teoria catodica è in difetto.

Blondlot R. *Ricerche sui raggi n* (pp. 121-125). — Seguitando le sue ricerche sui raggi *n*, l'A. trova che essi aumentano la percezione dell' occhio allorchè si aggiungono ai raggi luminosi, e che l' acqua salata è tasparente ai raggi *n* e può immagazzinarli.

Corpi che vengano compressi sono, durante la compressione, tante sorgenti di raggi *n*. Corpi in uno stato d' equilibrio interno forzato, come lacrime bataviche, acciaio temperato, solfo fuso a struttura cristallina, ecc. sono sorgenti spontanee e permanenti di raggi *n*. L'acciaio temperato da secoli emette anche oggi i raggi *n*.

Una lamina di ferro piegata in modo da imprimerle una deformazione permanente emette raggi *n*; ma l'emissione cessa dopo alcuni minuti. La torsione produce effetti simili alla compressione; la trazione invece sembra senza effetto.

Semenov J. *Il movimento della materia nella scintilla elettrica* (pp. 125-134). — Esaminando la scintilla che scocca agli elettrodi di uno spinterometro fra i quali è posta una fiamma a

gas, destinata a togliere alla scintilla la sua aureola, l'A. conclude che:

1° La corrente elettrica in un gas è un fenomeno molecolare, ciò che è conforme alle conclusioni del Bouty sulla *coesione dielettrica* dei gas, la quale è una proprietà molecolare.

2° La corrente si manifesta con la dissociazione e la proiezione della materia di cui le traiettorie, ad ogni punto della scintilla, sono orientate nel piano perpendicolare alla linea della corrente.

3° Per effetto della proiezione della materia intorno alla scintilla si deve produrre del vuoto lungo la scintilla stessa. La pressione atmosferica caccia in esso l'aria e il vapore metallico che circondano gli elettrodi. Questo è una delle cause del trasporto della materia da un polo all'altro.

Estanave E. *Un iperbolografo a liquido* (pp. 134-137). — È costituito da un recipiente prismatico triangolare avente al vertice l'angolo degli asintoti dell'iperbole da tracciare; è mobile intorno ad un asse orizzontale parallelo allo spigolo al vertice ed è mantenuto in oscillazione da un apparecchio di orologeria. A causa di questo movimento la superficie del liquido che contiene inviluppa un cilindro iperbolico. Per fissare su di una superficie piana le diverse posizioni della superficie libera del liquido si adoprano delle lastre di rame e si mette nel recipiente una soluzione d'un sale di mercurio, oppure si usano lastre di ferro con una soluzione di solfato di rame. G. Ercolini.

Philosophical Magazine. S. 7, Vol. VII, 1904.

Pearson K. *Su un nuovo strumento per tracciare la parabola* (pp. 200-201). — L'A. descrive un apparecchio fondato sulla proprietà, che la parabola è il luogo geometrico del vertice P di un triangolo rettangolo P V T, di cui il vertice V dell'angolo retto è nel vertice della parabola, il vertice T scorre su una retta normale all'asse della parabola, e l'ipotenusa T P è parallela all'asse.

Rutherford E. e Barnes H. T. *Effetto termico dell'emanazione del radio* (pp. 202-219). — Gli A. hanno determinato la relazione che passa fra l'emissione di calore del radio e la sua radioattività.

È noto che la radiazione emessa da un composto di radio, quando è in equilibrio radioattivo, si divide:

1) in una radiazione non separabile, consistente in soli raggi α, che costituiscono il 25 % della radiazione totale;

2) in una radiazione dell'emanazione occlusa nel radio, che consiste essa pure di soli raggi α;

3) nella radiazione eccitata, prodotta dall'emanazione nella massa del radio, e che consiste di raggi α, β, γ.

Determinando la corrente di saturazione prodotta da una certa quantità di sale di radio distribuita sopra una lastra di platino, e poi determinandola di nuovo dopo aver scaldato il platino fino a eliminar tutta l'emanazione, fu trovato che l'emanazione fornisce il 18 %, l'attività non separabile il 25 % e l'attività eccitata il 57 % dell'attività totale del radio.

L'attività eccitata prodotta sui corpi si deve a un deposito di materia radioattiva sulla loro superficie, e la denominazione di *attività eccitata* si riferisce soltanto alle radiazioni di questa materia attiva, che gli A. propongono di chiamare *emanazione X*, perchè la materia cui si deve l'attività eccitata è prodotta direttamente da tale emanazione. Adottando questa nomenclatura, si deve ritenere che il radio produce l'emanazione con una velocità costante, e che questa a sua volta sia trasformata in emanazione X. La materia dell'emanazione X del radio soggiace poi a tre, e forse a quattro, successivi cangiamenti.

Scaldando o sciogliendo un composto di radio in un recipiente aperto, l'emanazione è abbandonata e può essere interamente rimossa con una corrente d'aria. L'emanazione X, che non è volatile, resta col radio, e soltanto comincia a perdere la sua attività, che si esaurisce in poche ore. I raggi β e γ che son prodotti soltanto dalla emanazione X spariscono, nello stesso tempo, dal radio, cui rimane un'attività consistente in soli raggi α.

Nello stesso tempo che l'emanazione X, rimasta nel radio, è sottoposta al cangiamento sopra detto, nuova emanazione X vien prodotta dall'emanazione separata, e con tal velocità, che in ogni istante l'attività dovuta all'emanazione X rimasta nel radio, insieme con quella dovuta all'emanazione X formata di nuovo dall'emanazione, è uguale all'attività originale della emanazione X accumulata nel radio.

E poichè nuova emanazione si produce continuamente nel radio e vi si occlude, l'attività del radio dopo aver raggiunto un minimo torna ad aumentare, e nel corso di circa un mese ha raggiunto il suo valore originale costante.

Per riconoscere se il calore emesso dal radio e la sua attività variavano allo stesso modo quando l'emanazione veniva allontanata, gli A. determinarono dapprima il calore svolto dal radio, poi ne eliminarono l'emanazione, che condensarono in un tubetto di vetro tenuto nell'aria liquida, e determinarono, con un

calorimetro differenziale ad aria, come si era distribuito l'effetto riscaldante fra l'emanazione, l'emanazione X e il radio, e infine determinarono come variava col tempo l'effetto termico della emanazione e del radio da cui era tolta. I resultati son riassunti nello specchietto seguente:

Prodotti attivi	Natura dei raggi	Percentuale dell'attività misurata coi raggi α		Percentuale dell'effetto termico totale
Radio (privo di prodotti attivi)	raggi α	25		25
↓ Emanazione	» α	18	33	41
↓ Emanazione X (primo cambiamento)	» α	15		
↓ Secondo cambiamento	nessun raggio α	0	42	34
↓ Terzo cambiamento	raggi α, β, γ	42		

Nei limiti degli errori probabili resulta quindi che l'effetto termico di ciascun prodotto è proporzionale alla sua attività, misurata coi raggi α.

Resta sempre da vedere quanto l'emissione calorifica del radio sia dovuta all'energia cinetica delle particelle α, e quanto ai sistemi atomici dai quali sono espulse. In una massa di radio, quasi tutti i raggi α che sono emessi sono assorbiti dal radio stesso, che è così soggetto a un intenso bombardamento delle particelle α che sono emesse dalla sua massa stessa. Non vi ha dubbio che una porzione dell'effetto termico del radio è dovuta a questo autobombardamento; ma probabilmente un'altra parte deriva dall'energia resa libera dal nuovo aggruppamento dei componenti degli atomi da cui derivano le particelle α espulse.

Si sa che 1 gr. di radio emette 100 cal. gr. all'ora, e poichè la quantità di calore emessa col tempo è regolata dall'equazione

$$\frac{Q_t}{Q_0} = e^{-\lambda t},$$

la quantità totale di calore emessa dalla emanazione derivante da 1 gr. di radio è

$$\int_0^\infty Q_0 \, e^{-\lambda t} \, dt = \frac{Q_0}{\lambda}.$$

Ora, l'effetto termico dell'emanazione riducendosi alla metà in giorni 3,73 circa, prendendo per unità di tempo l'ora si trova

$\lambda = 0,0077$; quindi il calore totale che può fornire l'emanazione di 1 gr. di radio è circa 10000 cal. gr. Il volume dell'emanazione che deriva da 1 gr. di radio è circa 10^{-3} cm^3 a pressione ordinaria; ogni ora 1 cm^3 di questa emanazione produrrebbe circa $1,25 \times 10^6$ cal. gr., tanto cioè da fondere il tubo di vetro in cui fosse contenuta.

Non vi è dunque alcun dubbio che la materia, in condizioni speciali, possa emettere una quantità di energia enorme in confronto di quella resa libera nelle più intense reazioni chimiche. Nell'ipotesi della disintegrazione (*N. Cim.* (5), 5, p. 223), tale energia deriva da quella latente negli atomi del radio, ed è resa libera nei successivi stadi della loro disintegrazione.

Lord KELVIN. *Contributo alla discussione sulla natura delle emanazioni del radio* (pp. 220-222). — Ammesso come fatto sperimentale che il radio emette raggi α positivi, fortemente assorbiti, raggi β negativi penetranti, e raggi γ neutri molto più penetranti degli α e dei β, il Kelvin ritiene che i raggi γ sieno vapori di radio, e i β sieno atomi di elettricità negativa — che egli chiama *elettrioni* per distinguerli dai comuni elettroni dello Stoney — mentre gli α sarebbero atomi o molecole di materia, probabilmente di radio, privi di elettrioni o che ne possiedono in quantità minore di quella che occorre per renderli neutri.

Il grande potere penetrante dei γ si potrebbe spiegare ammettendo che le azioni mutue del Boscovich, cioè le affinità chimiche e le repulsioni, che si esercitano fra un atomo di radio e gli atomi del corpo permeabile, sieno abbastanza piccole da permettere la conosciuta permeabilità.

L'assorbimento dei raggi α sarebbe soltanto apparente, e significherebbe che un atomo scagliato dal radio con una quantità di elettrioni minore di quella normale, non può attraversare un solido o un liquido senza riacquistarne la quantità neutralizzante.

L'assorbimento dei raggi β è invece da ritenersi reale.

Quanto poi alla scoperta del Becquerel circa la radioattività dell'uranio e dei suoi sali, essa troverebbe una facile spiegazione nella resuscitazione della teoria atomica di Epino già indicata dall'A. Pei loro moti termici ordinari, tutti quanti i corpi dovrebbero emettere elettrioni, e i moti di tali elettrioni sotto l'influenza di un campo elettrostatico contribuirebbero alla conduttività elettrica del gas. A questo proposito è di notevole importanza ciò che fu trovato da Strutt, (cfr. *N. Cim.* (5), 5, p. 442) che cioè tutti i corpi sono più o meno radioattivi. L'enorme radioattività del radio (che è circa 300 000 000 volte maggiore di quella dei corpi comuni) potrebbe esser dovuta al grandissimo numero di

elettrioni contenuti in un atomo di radio, che potrebbero essere anche qualche milione di volte più numerosi che negli altri corpi.

Ma tutto ciò non spiega il mistero del radio. Lord Kelvin ritiene che la continua emissione di calore che esso presenta non si possa spiegare se non ammettendo che esso riceva continuamente energia dall'esterno. Ciò potrebbe esser deciso, se si potesse confrontare il calore che il radio emette quando è contenuto in un recipiente ordinario, con quello che emettesse quando fosse racchiuso in un grosso involucro di piombo.

KIRKBY P. J. *Azione del passaggio della elettricità attraverso un miscuglio di idrogeno e ossigeno a bassa pressione* (pp. 223-232). — Il passaggio di una corrente attraverso un miscuglio di H e O a bassa pressione era provocato dall'azione della luce ultravioletta, che cadeva sull'armatura negativa di un condensatore; ma per quanto vicino al potenziale esplosivo si facesse giungere in tal modo il potenziale di tale armatura, non si riscontrò mai formazione di acqua; mentre essa si formava appena scattava una scintilla. Durante il passaggio della scintilla l'azione chimica dipende dal prodotto della corrente pel tempo, se la pressione è costante, ma che è diversa se la pressione cambia. L'A. studia questo fatto e calcola il numero delle molecole d'acqua che dovrebbero formarsi pel movimento degli ioni nelle diverse condizioni sperimentali usate.

Lord KELVIN. *Azione del radio sulle fibre vegetali* (p. 233). — Lord Kelvin comunica che Lord Blythswood ha osservato che un pezzo di cambric tenuto per due o tre giorni sopra al bromuro di radio diviene fragilissimo e in corrispondenza del bromuro di radio presenta un foro di circa 3 mm. di diametro. Lord Kelvin ritiene questa scoperta assai interessante e importante.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SULLA DISPERSIONE ELETTRICA PRODOTTA DAI RAGGI DEL RÖNTGEN.

Ricerche sperimentali del Prof. P. CARDANI.

1. — Introduzione.

Scopo delle presenti ricerche è lo studio della dispersione elettrica prodotta dai raggi del Röntgen in rapporto agli elementi dai quali dipende la scarica che dei raggi medesimi è la causa eccitatrice. Le cognizioni che attualmente si hanno sull' argomento sono poco estese, sebbene esso sia intimamente connesso con tutto ciò che riguarda l' emissione dei raggi x: qualche notizia, ed anche questa d' indole molto generica, si trova nei primi lavori apparsi dopo la scoperta del Röntgen, senza però che alcuna legge sia stata in proposito nettamente posta.

Ad uno studio esauriente di tale questione sono stato in gran parte indotto dai risultati che ho già pubblicati nel *Boltzmann-Festschrift* e che furono da me ottenuti in alcune esperienze preliminari eseguite con due ordinari tubi *focus*. Questi risultati lasciavano infatti facilmente prevedere, che un tale studio avrebbe permesso di mettere in evidenza molte delle particolarità con le quali avviene la radiazione del Röntgen, specialmente qualora si fosse anche tenuto conto della pressione del gas, e di stabilire inoltre quali condizioni debbano esser soddisfatte per conseguire da un tubo i migliori effetti.

Per raggiungere lo scopo che mi ero prefisso, era tuttavia necessario che io avessi potuto disporre di scariche che si compissero con grande regolarità, nelle quali, cioè, mi fosse stato possibile variare in modo ben determinato la differenza di potenziale che doveva esser raggiunta affinchè la corrente si stabilisse, e nelle quali mi fosse stato anche possibile variare in rapporti ben definiti le quantità di elettricità che vi prendevano parte.

Non ho esitato per queste ragioni a dare la preferenza alle scariche dei condensatori che presentano sotto questi aspetti le migliori garanzie.

2. — **Disposizione sperimentale.**

La disposizione sperimentale adoperata è facile ad immaginarsi. Volendo raggiungere differenze di potenziale relativamente elevate, ho fatto uso di due batterie di condensatori disposte tra loro in cascata; e per poter variare dentro limiti abbastanza estesi la capacità, ho formato ciascuna batteria di 4 grandi recipienti cilindrici, tutti accuratamente isolati, e che potevano alla loro volta o disporsi in cascata o riunirsi in superficie.

Presa come 1 la capacità delle due batterie con tutti gli otto condensatori disposti in cascata, poteva con molta facilità variare nelle esperienze la capacità del condensatore, a cui la scarica era dovuta, nel rapporto dei numeri 1, 2, 4, 8, 12 e 16.

Ho riunito le due armature estreme delle batterie con i poli di una grande macchina di Holtz-Voss mediante grossi conduttori, e tra le stesse armature ho disposto il circuito che doveva esser la sede delle scariche eccitatrici dei raggi Röntgen.

In questo stesso circuito ho inserito lo spinterometro principale S ed il tubo F, da cui partivano i raggi x: affinchè per il potenziale di scarica fosse esattamente quello corrispondente alla distanza esplosiva dello spinterometro S, ho posto in derivazione tra gli elettrodi del tubo un sottile cannello di vetro contenente dell' acqua. Finalmente, per poter conoscere la differenza di potenziale massima che nell' atto della scarica si stabiliva tra gli elettrodi del tubo F, ho posto anche in derivazione sui medesimi un secondo spinterometro s; la differenza di potenziale massima raggiunta veniva conosciuta dalla scintilla laterale equivalente che si misurava in s. Per questo motivo la distanza esplosiva dello spinterometro s si poteva apprezzare con una vite micrometrica, e la scintilla saltava in esso tra sferette, ricoperte con calotte di platino, di 22 mm. di diametro, per le quali era stata preventivamente stabilita

la relazione tra la distanza esplosiva e la differenza di potenziale corrispondente.

Poste le sferette in s a quella distanza esplosiva alla quale voleva sperimentare, regolavo in seguito la distanza delle sferette dello spinterometro S in modo che la scarica passasse indifferentemente nel tubo o nello spinterometro derivato s. Il valore di S dipendeva naturalmente dal grado di rarefazione esistente nel tubo: ma per quelle pressioni, alle quali si aveva la produzione dei raggi x, le due distanze esplosive in S ed in s diventavano sensibilmente eguali: così che bastavano delle modificazioni appena apprezzabili nella distanza delle sferette di S per mantenere soddisfatta la condizione che la scarica passasse indifferentemente o nel tubo o nello spinterometro su di esso derivato.

Il tubo, da cui partivano i raggi Röntgen, comunicava con una eccellente pompa a mercurio del Raps e con una provetta di Mac Leod, con la quale si giungeva a misurare la pressione corrispondente ad $^1/_{100000}$ di millimetro di mercurio. Tutte le comunicazioni, stabilite con tubi e saldature in vetro, tenevano perfettamente il vuoto, così che con pochi colpi della pompa si potevano raggiungere delle rarefazioni molto spinte.

Per la misura della dispersione elettrica prodotta dai raggi x ho adoperato un elettrometro del Mascart di piccola capacità e molto sensibile: l'ago dell'elettrometro, invece di pescare direttamente nella vaschetta contenente l'acido solforico, pescava in un piccolo pozzetto accuratamente isolato e contenente una soluzione di glicerina; la carica all'ago veniva comunicata dal pozzetto.

Per evitare poi qualsiasi azione elettrostatica, ho collocato l'elettrometro in una stanza attigua a quella dove agiva la macchina elettrica. Nella grossa parete di divisióne ho fatto aprire una piccola finestra che venne chiusa, dalla parte dove trovavasi il tubo, con una lastra di piombo di 4 mm. di spessore. Ho posto il tubo a pochi centimetri dalla parete in modo che la regione, da cui uscivano i raggi x, fosse rivolta verso la lastra di piombo: di fronte a questa regione la lastra di piombo portava un'apertura circolare di circa 5 cm. di dia-

metro, apertura che venne chiusa con una sottilissima lamina di alluminio.

Un disco verticale di rame di circa 6 cm. di diametro, sostenuto da un bastoncino di vetro verde e accuratamente paraffinato, fu collocato nel vano della piccola finestra a qualche millimetro dalla lastra di alluminio e collegato con l'ago dell'elettrometro. Su questo disco agivano i raggi x, producendo la dispersione elettrica della carica ad esso precedentemente comunicata.

L'elettrometro, insieme con le pile di carica dei quadranti e con la pila di carica dell'ago, venne posto sopra un piano di legno ricoperto da una lastra di zinco, fissato al muro al di sotto della finestra, la quale, insieme con buona parte della parete, venne tappezzata con grossa stagnola. Finalmente, con una grande cassa di legno, pure tappezzata di stagnola, ho ricoperto tutti gli apparecchi così che questi, oltre di trovarsi in una camera separata da quella della macchina, vennero a trovarsi collocati nell'interno di un conduttore chiuso.

Un'apertura praticata nella cassetta di legno permetteva di fare le letture della posizione dell'ago con cannocchiale e scala: e con un congegno facile ad immaginarsi, si poteva stabilire a volontà la comunicazione dell'ago o con la terra o con la pila di carica dal luogo stesso dove si facevano le misure.

La pila di carica dell'ago consisteva di sei elementi Volta, con i quali si aveva una deviazione di circa 200 divisioni. L'isolamento dell'ago e del disco di rame fu sempre accuratamente mantenuto, in modo che fosse necessario qualche minuto per poter osservare una perdita della carica corrispondente ad una divisione della scala.

I tubi usati in queste ricerche furono tre che per brevità indicherò in seguito con i numeri 1, 2 e 3. Essi erano dell'usuale tipo *focus* delle seguenti dimensioni:

Tubo N. 1. — Diametro del palloncino 14 cm. — Catodo concavo di 3 cm. di apertura. Anodo a disco di 2,5 cm. di diametro. Anticatodo, posto nel centro, formato da un disco di 2 cm. di diametro.

Tubo N. 2. — Diametro del palloncino 12,5 cm. — Catodo concavo di 2,5 cm. di apertura. Anodo filiforme. Antica-

todo, collocato nel centro, formato da un disco di 1,6 cm. di diametro.

Tubo N. 3. — Diametro del palloncino 11,0 cm. — Catodo concavo di 2,5 cm. di apertura. Anodo a disco di 2,5 cm. di diametro. Anticatodo, posto nel centro, formato un da disco di 2,5 cm. di diametro.

3. — Caratteri delle scariche.

Prima di riferire i risultati sperimentali ottenuti e per maggior chiarezza di quanto sarà esposto in seguito, è necessario che fin d' ora avverta come le scariche dei condensatori, attraversando i tubi dove già si abbiano quelle alte rarefazioni che sono richieste per la emissione dei raggi Röntgen, possano presentarsi principalmente sotto due forme che offrono caratteri del tutto diversi tra loro.

In una di queste forme, l' interno del tubo rimane oscuro al passaggio della corrente, mentre il vetro, specialmente nella regione anticatodica, splende vivissimamente per la fluorescenza in esso destata. La scintilla, che contemporaneamente salta nello spinterometro principale, è esile, pochissimo luminosa e rumorosa, talvolta anche sibilante, come sono di solito quelle che si ottengono riunendo le due armature di un condensatore con un circuito di grande resistenza: così che si osserva un notevole contrasto tra la scintilla pallida e silenziosa che si ha nello spinterometro principale quando la scarica passa nel tubo, e quella splendente e rumorosa che si ha quando invece la scarica passa tra le sferette dello spinterometro derivato. Per brevità userò in seguito la lettera A per indicare che la scarica apparteneva a questo tipo.

Nell' altra forma, l' interno del tubo appare illuminato da una luce bianchiccia che talvolta invade tutto il recipiente, mentre poverissima è la fluorescenza che viene destata sulle pareti del tubo. La scintilla, che salta contemporaneamente nello spinterometro principale, è molto rumorosa e luminosa, come di solito sono quelle che si ottengono riunendo le due armature di un condensatore con un circuito di piccola resistenza, così che quasi nessuna diversità in essa si nota sia che la scarica passi nel tubo, sia che passi nello spinterometro

derivato. Per brevità userò in seguito la lettera B per indicare che la scarica apparteneva a questo secondo tipo.

Queste due forme di scarica presentano per quanto riguarda la dispersione elettrica, e quindi anche per quanto riguarda l'emissione dei raggi x, attitudini molto differenti: mentre, cioè, le scariche della prima forma sono intensamente attive, quelle della seconda forma o sono del tutto inattive o debolmente attive.

Sono dunque le due ben note forme che si osservano nella scarica con gli ordinari apparecchi di induzione secondo che esistono nel tubo rarefazioni più o meno elevate: e difatti anche con le scariche dei condensatori si passa dalla seconda alla prima forma riducendo la pressione del gas contenuto: ma ciò che particolarmente mi interessa qui di avvertire, è questo che se, dopo aver ridotto la pressione a tale valore da ottenersi una scarica del tipo A, si aumenta sufficientemente la distanza esplosiva lasciando costante la capacità del condensatore, ovvero si aumenta sufficientemente la capacità del condensatore lasciando costante la distanza esplosiva, si ritorna nuovamente dalla scarica di tipo A alla scarica di tipo B, e quindi da una scarica intensamente attiva si ritorna ad una scarica di debole attività.

È per questo che volendo studiare dentro limiti abbastanza estesi come si modifica la dispersione elettrica con la distanza esplosiva, e per ciò con la differenza di potenziale agli elettrodi del tubo, converrà far uso di piccole capacità, mentre, volendo studiare dentro limiti abbastanza estesi come si modifica la dispersione elettrica con la capacità del condensatore converrà far uso di piccole distanze esplosive. Nell'un caso e nell'altro sarà poi necessario di ridurre la pressione a tale valore che dentro i medesimi limiti la scarica si presenti sempre sotto la forma attiva.

4. — Relazione tra la dispersione elettrica ed il numero delle scariche.

Una questione, che poteva considerarsi come fondamentale riguardo al metodo adoperato in queste ricerche, er

quella di esaminare se la dispersione elettrica, prodotta dalle scariche che successivamente attraversano il tubo, si mantenesse, per una determinata condizione di cose, sufficientemente costante: poteva, infatti, sorgere il dubbio che in un fenomeno sotto tanti aspetti mutevole, come quello della scarica nei gas rarefatti, ciò non avvenisse, tanto più essendo noto che i tubi Röntgen si modificano per il continuato passaggio delle scariche. Sebbene la questione potesse già considerarsi come risolta dalle esperienze preliminari fatte, ho voluto assicurarmene anche nelle condizioni delle attuali ricerche.

La proporzionalità tra la dispersione elettrica ed il numero delle scariche, purchè quest' ultime appartenessero alla forma attiva, è stata verificata dall'esperienza meglio di quanto potevasi prevedere, specialmente se si aveva cura che un sufficiente intervallo di tempo decorresse tra una scarica e la successiva: ciò non ostante, per evitare qualsiasi dubbio che gli effetti di una scarica potessero in qualche modo esser alterati dalla successiva, ho sperimentato quasi sempre misurando la dispersione prodotta da una sola scintilla: e così ho sempre ottenuto valori molto concordanti tra loro. Meno concordanti ho trovato i risultati con le scariche del secondo tipo, specialmente tra quei limiti di pressione tra i quali la scarica cambiava di forma: cosa certamente dovuta al fatto che in quelle condizioni doveva esser anche molto incerta la forma della scarica.

I numeri che si trovano in seguito riportati rappresentano la media di almeno tre misure: la pressione alla provetta di Mac Leod veniva determinata prima e dopo di ciascuno di questi gruppi di misure.

5. — Relazione tra la dispersione elettrica e la pressione.

Risolta così la questione del metodo da seguirsi nelle misure, ho intrapreso una lunga serie di ricerche per stabilire in modo sicuro come si modificasse la dispersione elettrica con la pressione, per poter poi scegliere con cognizione di causa la pressione più adatta con la quale sperimentare nelle ricerche ulteriori.

A questo proposito riporto per ogni tubo tre delle molte serie di misure fatte, con la minima capacità di cui poteva disporre e, cioè, con le 8 bottiglie disposte in unica cascata: la prima serie fu fatta con una distanza esplosiva nello spinterometro derivato di 1 cm., la seconda con una distanza esplosiva di 1,5 cm. e la terza con una distanza esplosiva di 2 cm..

Nei seguenti prospetti le colonne verticali con la lettera P contengono i valori delle pressioni espresse in millimetri di mercurio: quelle con la lettera Δ, i numeri delle divisioni di cui si spostava l' elettrometro per la dispersione elettrica prodotta dai raggi *x*; in quelle con la lettera K è indicato se la scarica apparteneva al tipo A o al tipo B.

Distanza esplosiva 1 cm.

Tubo N. 1.

P	Δ	K
0,0225	2,0	B
0,0162	3,0	A.B
0,0125	4,5	A.B
0,0100	5,0	A
0,0074	5,0	A
0,0054	3,5	A
0,0030	2,0	A

Tubo N. 2.

P	Δ	K
0,0250	1,0	B
0,0200	1,5	B
0,0133	4,0	A
0,0100	4,2	A
0,0067	4,0	A
0,0040	3,0	A

Tubo N. 3.

P	Δ	K
0,0200	1,5	B
0,0133	3,0	B
0,0088	5,0	B
0,0063	5,5	A.B
0,0052	6,0	A
0,0044	6,0	A
0,0032	5,5	A
0,0023	5,0	A

Distanza esplosiva 1,5 cm.

Tubo N. 1.

P	Δ	K
0,0233	6,5	B
0,0170	16,0	A.B
0,0133	23,0	A.B
0,0100	27,0	A
0,0071	22,5	A
0,0058	19,5	A
0,0050	16,0	A
0,0040	12,0	A

Tubo N. 2.

P	Δ	K
0,0208	6,0	B
0,0163	6,0	B
0,0120	?	A.B
0,0113	22,5	A
0,0094	22,0	A
0,0081	22,0	A
0,0067	21,0	A
0,0058	19,5	A
0,0040	15,0	A

Tubo N. 3.

P	Δ	K
0,0183	3,0	B
0,0125	6,0	B
0,0097	10,5	A.B
0,0069	20,0	A.B
0,0050	29,0	A
0,0042	29,0	A
0,0033	28,0	A
0,0022	24,0	A

Distanza esplosiva 2 cm.

Tubo N. 1.

P	Δ	K
0.0225	9,0	B
0,0167	32,5	A.B
0,0133	46,0	A.B
0.0112	51,5	A
0,0071	50,0	A
0,0050	42,0	A
0,0033	28,0	A

Tubo N. 2.

P	Δ	K
0,0225	10,0	B
0,0188	?	B
0,0133	?	B
0,0100	51,0	A
0,0086	49,0	A
0,0067	44,0	A
0,0055	39,0	A
0,0042	32,0	A
0,0033	26,0	A

Tubo N. 3.

P	Δ	K
0,0200	4,0	B
0,0140	8,0	B
0,0100	17,0(?)	B
0,0074	35,0(?)	B
0,0048	54,0	A
0,0042	54,0	A
0,0033	52,0	A
0,0023	46,0	A

Ho posto nella colonna riservata alla forma della scarica il simbolo A.B per indicare che la scarica stessa presentava una forma intermedia tra quelle indicate con le lettere A e B, cioè nel tubo appariva ancora della luce bianchiccia ma d'altra parte la fluorescenza del vetro era abbastanza viva: e dai prospetti si vede chiaramente che a partire da una certa pressione comincia la trasformazione della scarica la quale si compie con il progredire della rarefazione finchè ad un'altra certa pressione essa assume decisamente la forma A. Però mentre con i tubi N. 1 e 3 questa trasformazione avveniva gradatamente dentro limiti di pressione sufficientemente estesi, nel tubo N. 2 la trasformazione avveniva dentro limiti ristrettissimi, nei quali inoltre la scarica assumeva accidentalmente o la forma B o la forma A od una forma intermedia.

Dagli specchietti precedenti si vede inoltre che, insieme con la trasformazione della scarica dalla forma B alla forma A, cresce la dispersione elettrica, la quale raggiunge il suo massimo valore quando la trasformazione della scarica è completa: indi torna a diminuire. Si ritrova dunque per la dispersione elettrica, (e la cosa del resto è ben naturale), l'andamento ben noto dell'emissione dei raggi X. In quei casi poi nei quali la forma della scarica era incerta, risultarono anche incostanti i valori della dispersione elettrica; per questo ho messo nei quadri dei punti interrogativi.

Ma dagli specchietti precedenti risaltano altre due particolarità molto interessanti: e, cioè:

1° che mentre per tutti e tre i tubi l' andamento generale del fenomeno è sensibilmente lo stesso, la pressione alla quale la dispersione elettrica acquista il massimo valore è diversa da tubo a tubo: questa pressione è infatti di circa 0,0100 mm. di mercurio per il tubo N. 1, mentre è di circa 0,0045 mm. di mercurio per il tubo N. 3: per il tubo N. 2 sembra che il massimo abbia luogo per una pressione un poco superiore a 0,0100 mm. di mercurio;

2° che per uno stesso tubo il massimo della dispersione elettrica per tutte le distanze esplosive adoperate si manifesta presso a poco per lo stesso valore della pressione.

Per eliminare poi il dubbio che la diminuzione della dispersione elettrica con il progredire della rarefazione potesse dipendere da una maggiore carica residua del condensatore, e quindi da una minor quantità di elettricità che attraversasse il tubo, ho eseguite alcune misure facendo chiudere lo spinterometro rapidamente con un arco metallico pochi istanti prima che la scarica dovesse aver luogo: così tutta la quantità di elettricità accumulata nel condensatore si neutralizzava. I valori ottenuti per la dispersione elettrica rimasero immutati.

6. — Relazione tra la dispersione elettrica e la differenza di potenziale agli elettrodi del tubo.

In seguito ai precedenti risultati la scelta della pressione, alla quale conveniva sperimentare per conoscere come si modificava la dispersione elettrica con la distanza esplosiva e per ciò con la differenza di potenziale che si stabiliva agli elettrodi del tubo nel momento della scarica, non presentava alcuna difficoltà: era infatti manifesto che la pressione più conveniente per ciascun tubo era quella per la quale la dispersione elettrica presentava il suo massimo valore. Ho quindi sperimentato per i tubi N. 1 e 2 con la pressione di 0,0100 mm. di mercurio e per il tubo N. 3 con la pressione di 0,0045 mm. di mercurio.

Nel seguente prospetto sono riportati i valori ottenuti: la colonna con la lettera D contiene le distanze esplosive, poste nello spinterometro derivato *s*, espresse in cm.; quella con la lettera E le differenze di potenziale corrispondenti, espresse in unità elettrostatiche: quelle con le lettere Δ e K rispettivamente le dispersioni elettriche osservate e la forma della scarica. La batteria era costituita dagli 8 condensatori disposti in unica cascata.

D	E	Tubo N. 1		Tubo N. 2		Tubo N. 3	
		Δ	K	Δ	K	Δ	K
1,00	100	5,0	A	4,2	A	6,0	A
1,25	126	14,0	A	12,0	A	13,5	A
1,50	148	27,0	A	22,5	A	29,0	A
1,75	163	41,0	A	35,0	A	42,0	A
2,00	177	52,0	A	51,0	A	54,0	A
2,20	187	61,0	A	?	A.B	?	B
2,30	191	62,5	A	?	B		
2,50	198	69,0	A				
2,80	208	76,0	A				
3,00	217	81,0	A				
4,00	244	98,0	A.B				

I valori riportati in questo prospetto mostrano in modo evidente che la dispersione elettrica cresce con grande rapidità con la differenza di potenziale agli elettrodi del tubo e che per ogni tubo esiste una differenza di potenziale, che potremo dire critica, al di sopra della quale la scarica abbandona la forma intensamente attiva per assumere quella debolmente attiva. Particolarmente interessante è il fatto che il valore della dispersione elettrica per la stessa distanza esplosiva è sensibilmente lo stesso per tutti e tre i tubi, purchè, ben si intende, si sperimenti con quella pressione per la quale in ciascun tubo la dispersione elettrica presenta il suo massimo valore. Essa quindi risulterebbe, a parità delle altre condizioni, indipendente dalla grandezza dei tubi: l' unico vantaggio, che sotto questo aspetto presenterebbe l' impiego di tubi di maggiori dimensioni, consisterebbe nella possibilità di poter con

essi raggiungere differenze di potenziale agli elettrodi maggiori, prima che la scarica abbandoni la forma attiva.

Per quanto riguarda la legge con la quale il fenomeno si compie, è necessario premettere anzitutto che esiste per ogni tubo una differenza di potenziale minima che deve stabilirsi agli elettrodi affinchè la scarica lo attraversi: così per il tubo N. 1 questa differenza di potenziale minima era di circa 60 unità elettrostatiche, corrispondente ad una distanza esplosiva di circa 0,55 cm.. Ora, se si rappresentano graficamente i risultati prima ottenuti, portando sull' asse delle ascisse le differenze di potenziale agli elettrodi del tubo e per ordinate le dispersioni osservate, è facile riconoscere che, assumendo come origine degli assi quella tal differenza di potenziale che è necessaria affinchè la scarica attraversi il tubo, la dispersione elettrica cresce con molta approssimazione in ragione diretta del quadrato della differenza di potenziale agli elettrodi: la legge si può dunque esprimere con una equazione della forma

$$\Delta = a\,(E - c)^2$$

dove a e c sono due costanti che dipendono dalle condizioni nelle quali si sperimenta: c rappresenterebbe la differenza di potenziale minima che si deve stabilire agli elettrodi del tubo affinchè la scarica lo attraversi.

Per differenze di potenziale corrispondenti a distanze esplosive maggiori di 2 cm., come quelle che si sono, per es., ottenute con il tubo N. 1, la dispersione elettrica seguita ancora ad aumentare ma meno rapidamente di quanto vorrebbe la legge anzidetta, finchè si giunge a quel valore in cui la scarica cambia di forma.

Le molte serie di misure fatte a pressioni inferiori a quella per la quale la dispersione elettrica presenta il suo massimo valore, mi hanno inoltre mostrato che i fenomeni restano essenzialmente gli stessi, soltanto la dispersione elettrica presenta dei valori più piccoli: si ha però questo vantaggio, di poter raggiungere differenze di potenziale alquanto maggiori agli elettrodi del tubo prima che la scarica cambi di forma.

7. — Relazione tra la dispersione elettrica e la capacità.

Per conoscere infine come varia la dispersione elettrica con la quantità di elettricità che prende parte alla scarica ho fatto molte serie di misure a differenti pressioni, cambiando la capacità del condensatore. Come ho già detto fin da principio, prendendo come 1 la capacità del condensatore con le 8 bottiglie disposte in cascata, poteva facilmente ottenere delle capacità che stavano tra loro come i numeri 1, 2, 4, 8, 12 e 16: e per poter utilizzare le maggiori capacità, pur restando la scarica della forma attiva, ho posto nello spinterometro derivato *s* la distanza esplosiva eguale ad 1 cm.

Siccome nelle diverse serie non mi era stato possibile riprodurre esattamente gli stessi valori delle pressioni, ho fatto con i numeri ritrovati con le diverse capacità le corrispondenti rappresentazioni grafiche, portando sull'asse delle ascisse le pressioni e sulle ordinate le dispersioni osservate: da queste rappresentazioni grafiche ho poi ricavati i valori che si sarebbero ottenuti per le dispersioni elettriche, se con le differenti capacità si fossero riprodotte le stesse pressioni. Questi valori sono riferiti nei seguenti specchietti: nella colonna con la lettera C sono riportati i valori della capacità, presa eguale ad 1 la capacità del condensatore con le 8 bottiglie disposte in cascata: nelle altre colonne con le lettere Δ e K rispettivamente i valori della dispersione e la forma della scarica. In testa di queste colonne sono poi trascritti i valori P delle pressioni alle quali si riferiscono i valori della dispersione elettrica riportati.

Tubo N. 1.

C	P = 0,0200		P = 0,0170		P = 0,0140		P = 0,0110		P = 0,0080	
	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K
1	2,0	B	3,0	A.B	4,5	A	5,0	A	5,0	A
2	3,0	B	5,0	A.B	9,0	A	10,0	A	9,5	A
4	5,5	B	11,0	A.B	18,0	A	20,0	A	18,0	A
8	9,0	B	21,0	A.B	34,0	A.B	34,0	A	28,0	A
12	14,0	B	31,0	A.B	48,0	A.B	46,0	A	37,0	A
16	17,0	B	40,0	A.B	58,0	A.B	54,0	A	42,0	A

Tubo N. 2.

C	P = 0,0150		P = 0,0130		P = 0,0110		P = 0,0090		P = 0,0070	
	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K
1	4,0	B	4,5	A	4,5	A	4,2	A	4,0	A
2	?	B	9,0	A	9,0	A	7,5	A	7,0	A
4	?	B	17,0	A	16,0	A	13,5	A	11,5	A
8	?	B	27,0	A	24,0	A	21,0	A	17,5	A
12	?	B	35,0	A	30,0	A	26,0	A	21,0	A
16	?	B	41,0	A	35,0	A	30,0	A	23,5	A

Tubo N. 3.

C	P = 0,0150		P = 0,0100		P = 0,0080		P = 0,0060		P = 0,0040	
	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K	Δ	K
1	1,5	B	4,5	B	5,0	B	6,0	B	6,0	A
2	1,5	B	7,0	B	9,0	B	12,0	B	12,0	A
4	2,0	B	8,5	B	13,0	B	22,0	B	23,0	A
8	2,5	B	9,5	B	?	B	?	B	34,0 ?	B
12	2,5	B	10,0	B	?	B	?	B	?	B
16	3,0	B	10,0	B	?	B	?	B	?	B

Dagli specchietti si vede anzitutto che, qualunque sia la capacità adoperata, l' andamento generale del fenomeno con la pressione è sempre lo stesso: cioè, la dispersione elettrica cresce con il progredire della rarefazione, raggiunge un valore massimo ad una certa pressione, diversa da tubo a tubo, indi torna a diminuire. Inoltre si vede che l' incremento della dispersione elettrica accompagna la trasformàzione della scarica dalla forma debolmente attiva alla forma intensamente attiva ed il massimo della dispersione ha sempre luogo per quella pressione per la quale la trasformazione è completa. È bene tuttavia notare che soltanto con il tubo più grande N. 1, la dispersione elettrica ha sempre presentato, anche tra quei limiti di pressione nei quali avveniva la trasformazione, valori ben concordanti tra loro, indicando così che la scarica stessa possedeva in ogni caso una forma ben definita: con il tubo N. 2, e anche in parte con il tubo N. 3, ciò non ebbe luogo e la dispersione elettrica, tra quei limiti di pressione nei quali avveniva la trasformazione della scarica, ha presentato valori così oscillanti che ho dovuto mettere negli specchietti dei punti interrogativi al loro posto: in generale predominavano scariche di debole attività.

Dagli specchietti si vede ancora che crescendo la capacità del condensatore si doveva ridurre sempre più la pressione nel tubo per potere ottenere delle scariche della forma attiva: però dal confronto dei valori ottenuti, specialmente con i tubi N. 1 e N. 3, si vede che a pari capacità e per quella pressione alla quale la dispersione elettrica è massima, essi sono sensibilmente eguali tra loro. Sembra dunque che anche sotto questo riguardo l' uso di tubi più grandi convenga soltanto per la possibilità di poter adoperare capacità maggiori prima che la scarica abbandoni la forma attiva.

Finalmente dal confronto dei risultati avuti a quelle pressioni per le quali la scarica presentava la forma attiva, si riconosce facilmente quale sia la legge con cui si modifica la dispersione elettrica con la capacità del condensatore: si vede infatti chiaramente che la dispersione elettrica cresce da prima proporzionalmente alla capacità del condensatore a cui la scarica è dovuta e quindi alla quantità di elettricità che vi prende

parte, mentre, per valori più elevati della capacità, essa cresce meno rapidamente di quanto vorrebbe la legge anzidetta, tendendo verso un massimo che dipende dalle altre condizioni nelle quali si sperimenta.

8. — Conclusione.

Riassumendo, poichè la dispersione elettrica per capacità non molto elevate cresce proporzionalmente al quadrato della differenza di potenziale agli elettrodi, e per differenze di potenziale agli elettrodi non molto elevate cresce proporzionalmente alla quantità di elettricità che prende parte alla scarica, si può affermare che dentro gli stessi limiti la *dispersione elettrica cresce proporzionalmente all' energia disponibile tra gli elettrodi del tubo.*

Ora, siccome la dispersione elettrica dipende dal numero dei joni prodotti e questo numero dipende a sua volta dalla quantità di energia che trasportata dai raggi x viene spesa nella jonizzazione, è chiaro che le presenti ricerche conducono a quest' altra legge che, cioè, *la quantità di energia, che trasportata dai raggi x viene spesa nella jonizzazione dell' aria attraversata dai raggi medesimi, cresce proporzionalmente alla quantità di energia di cui si può disporre agli elettrodi del tubo.*

Tutto poi induce a ritenere che questa legge sia generale, valga cioè anche per quelle differenze di potenziale agli elettrodi e per quelle quantità di elettricità per le quali la dispersione elettrica, secondo risulta dalle esperienze, cresce meno rapidamente con l' energia disponibile di quanto vorrebbe la legge di proporzionalità.

Per quanto riguarda la dispersione elettrica è infatti necessario tener conto di quel processo di ricostituzione spontanea di elementi neutri che avviene continuamente nell' aria jonizzata, processo che, come è noto, cresce con il quadrato del numero dei ioni di una data specie che si trovano in un determinato volume. Ciò posto, si comprende che la dispersione elettrica non potrà in generale crescere proporzionalmente al numero dei joni prodotti, e quindi all' energia spesa

nella jonizzazione, ma alla differenza tra il numero dei joni prodotti e quello dei joni che spontaneamente si ricombinano nell'intervallo di tempo in cui la jonizzazione dal suo valore massimo raggiunto nell'atto della scarica si riduce sensibilmente a zero.

Finchè questo processo di ricombinazione spontanea si manterrà trascurabile, ciò che avrà evidentemente luogo se le scariche produrranno un numero di ioni relativamente piccolo, e quindi se si adopereranno piccole capacità e piccole distanze esplosive, la dispersione elettrica risulterà proporzionale al numero dei joni prodotti e per ciò anche all'energia disponibile nel tubo: ma se il processo di ricombinazione diventerà rilevante, ciò che avrà luogo se le scariche produrranno un numero di joni relativamente grande e quindi se si adopereranno grandi capacità e grandi distanze esplosive, l'incremento della dispersione elettrica con il crescere dell'energia disponibile dovrà rendersi sempre meno sensibile, così che la dispersione elettrica dovrà tendere verso un valore limite, come appunto viene dimostrata dall'esperienza.

Inoltre da tutto quanto più sopra si è detto risulta manifesta la grande importanza che ha sulla dispersione elettrica prodotta dai raggi X la forma della scarica. Molto probabilmente la causa per la quale la scarica abbandona la forma attiva, sia crescendo sufficientemente la capacità del condensatore, sia crescendo sufficientemente la differenza di potenziale agli elettrodi, deve ricercarsi nel fatto che tanto nell'uno come nell'altro caso si viene continuamente aumentando l'intensità massima raggiunta dalla corrente che passa nel tubo, ed è noto che, col crescere dell'intensità della corrente che attraversa il tubo, si ottiene un effetto analogo a quello che si avrebbe con un aumento nella pressione del gas: ora, quando la scintilla col crescere della capacità o della distanza esplosiva assume la forma debolmente attiva, si vede, come ho già detto, il tubo illuminato da una luce bianchiccia come quella che appunto si osserva ad una pressione più elevata e quindi in uno stadio meno inoltrato della radiazione catodica.

Volendo dunque ottenere in un tubo Röntgen le condizioni più favorevoli per l'emissione dei raggi x facendo uso

delle scariche dei condensatori, è anzitutto necessario ridurre la pressione esattamente a quel valore per il quale la scarica passa nel tubo medesimo senza più destare nel suo interno alcuna luminosità, valore che cambia da tubo a tubo.

In secondo luógo conviene l' uso delle più elevate differenze di potenziale agli elettrodi, compatibili con la condizione di non oltrepassare quella distanza esplosiva critica che segna il limite delle scariche intensamente attive: e sotto questo riguardo sembrano presentare qualche vantaggio i tubi di grandi dimensioni, perchè con essi si possono appunto raggiungere maggiori differenze di potenziale agli elettrodi prima di arrivare alla distanza esplosiva critica.

In terzo luogo converrà mandare attraverso al tubo la maggiore quantità possibile di elettricità, compatibile sempre con la condizione che la scarica conservi la sua forma attiva: ma per la proporzionalità esistente tra la dispersione elettrica e la capacità del condensatore da una parte, e tra la dispersione elettrica ed il numero delle scariche dall' altra, si comprende come l' effetto risultante debba esser lo stesso sia che una data quantità di elettricità attraversi il tubo in una sola volta ovvero venga suddivisa in un numero maggiore o minore di scariche parziali: tuttavia sarà preferibile l' uso di piccole capacità, perchè con esse è possibile adoperare maggiori differenze di potenziale agli elettrodi del tubo pur conservando alla scarica la sua maggiore attività.

Il fatto, che i risultati ottenuti con i tubi N. 1 e N. 3 furono molto più soddisfacenti di quelli ottenuti con il N. 2, mostra infine che altre condizioni devono influire sulla emissione dei raggi x, come per es. la grandezza, la forma e la posizione degli elettrodi.

Insieme con le misure della dispersione elettrica ho anche fatte alcune prove fotografiche per verificare i risultati già ottenuti dal Righi, dal Donati, ecc., riguardo alla proporzionalità esistente tra la stessa dispersione e gli effetti fotografici. In accordo con questa legge, ho avuto in ogni caso con lo stesso numero di scariche immagini più intense con quelle condizioni nelle quali era anche maggiore l' energia disponibile tra gli elettrodi del tubo, purchè però le scariche appar-

tenessero sempre al tipo indicato con A: se invece per un eccesso dell' energia disponibile tra gli elettrodi le scariche si presentavano trasformate, anche le immagini fotografiche apparivano incomparabilmente meno intense.

Nella disposizione sperimentale adottata in queste ricerche il tubo da cui viene emessa la radiazione del Röntgen si trova inserito nel circuito in serie con un tratto di scintilla: ora è noto, da studi fatti da vari sperimentatori e specialmente dal Winkelmann che l' emissione dei raggi x viene in tali condizioni profondamente modificata. Mi sono quindi proposto di estendere le mie esperienze al caso in cui il tratto di scintilla venga eliminato, facendo uso di quelle scariche dei condensatori che sono note con il nome di scariche impulsive: ma dei risultati ottenuti con questa nuova disposizione renderò conto in una prossima pubblicazione.

Istituto Fisico della R. Università di Parma.
Maggio 1904.

SE LE EMANAZIONI RADIOATTIVE SIANO ELETTRIZZATE.

Nota di A. BATTELLI *e di* F. MACCARRONE.

Gli studii fatti finora sulle emanazioni radioattive non hanno ancora portato ad una opinione sicura intorno alla loro costituzione.

È sembrato probabile a taluni fisici che esse siano formate dai resti degli atomi che abbiano emesso dei raggi α. Se ciò corrispondesse alla realtà, le emanazioni radioattive dovrebbero essere elettrizzate negativamente.

Si vede quindi subito l' importanza di uno studio indirizzato a scoprire se tale elettrizzazione esista.

Invero una esperienza indiretta del Rutherford [1]) condurrebbe a ritenere che le emanazioni del radio non trasportino cariche elettriche. Avendo egli introdotta dell' emanazione di torio fra due cilindri concentrici, mantenuti a una differenza

1) Phil. Mag., 5. serie, vol 49, pag. 1, (1900).

di potenziale di 270 Volta, osservò che le emanazioni non si movevano con velocità maggiore di cm. 0,00001 per secondo, e per un gradiente di un Volta per cm.; il che escluderebbe che le emanazioni portassero carica elettrica.

L'esperienza diede poi risultato ancor più notevole per le emanazioni del radio [1]), le quali vennero tenute lunghissimamente entro un vaso in un forte campo elettrico, senza che dessero segno di movimento.

V'è da osservare tuttavia che se la massa di ciascuna particella fosse molto grande per rispetto alla sua carica elettrica, queste esperienze non potrebbero ritenersi decisive.

D'altra parte, il Becquerel [2]) da una serie di osservazioni è stato indotto a formulare l'ipotesi che le emanazioni siano composte di ioni positivi direttamente emessi dei corpi radio-attivi.

Quindi riesce sempre necessario uno studio diretto che sciolga definitivamente la questione.

Nel mentre però le presenti nostre esperienze erano in corso, è comparso nel fascicolo d'Aprile del *Philosophical Magazine* una Memoria del Sig. Mc. Clelland [3]) che tratta dello stesso problema. Egli raccoglieva una certa quantità di emanazioni in un recipiente di riserva, dal quale poi esse venivano aspirate insieme con l'aria nell'apparecchio sperimentale per mezzo di una pompa pneumatica. Quest'apparecchio consisteva in un vaso metallico chiuso da un tappo isolante attraverso a cui passava un'asta, anch'essa metallica. Il vaso unitamente all'asta, o da solo, poteva essere posto in comunicazione con un sensibilissimo elettrometro a quadranti, per modo da aversi rispettivamente con le deviazioni dell'elettrometro o il potenziale elettrico dovuto alle emanazioni nel primo caso, o la misura della ionizzazione provocata dalle emanazioni stesse nel secondo.

Mc. Clelland giunge alla conclusione che le emanazioni non sono elettrizzate.

1) Phil. Mag., 6. serie, 5° vol., pag. 95, (1903).
2) Comp. Rend., vol. 133, pag. 977, (1901).
3) Phil. Mag., 6. serie, vol. 7, pag. 355, (1904).

Questo lavoro di Mc. Clelland non ci fa astenere dal pubblicare i risultati delle nostre ricerche, sia perchè le emanazioni da noi usate sono di sostanze differenti da quelle Clelland, sia perchè con il nostro metodo si è fatto un ulteriore passo condensando le emanazioni per mezzo del raffreddamento sino alla temperatura dell' aria liquida. D' altra parte il nostro metodo presenta carattere di maggior sicurezza.

Infatti nell' apparecchio di Mc. Clelland l' elettrometro aveva una grande capacità e per compenso una grandissima sensibilità; la piccola carica che poteva esser portata dall' emanazione poteva quindi venire facilmente mascherata dalle inevitabili elettrizzazioni accidentali a cui si va incontro maneggiando dei coibenti o spingendo nei tubi di vetro delle correnti di aria.

Con un elettrometro meno sensibile, questo inconveniente non si presenta più, per la piccolezza a cui arriva ordinariamente il potenziale di queste cariche accidentali, e apparisce quindi più conveniente seguire un metodo la cui sensibilità risieda principalmente nella piccolezza della capacità elettrostatica degli apparecchi.

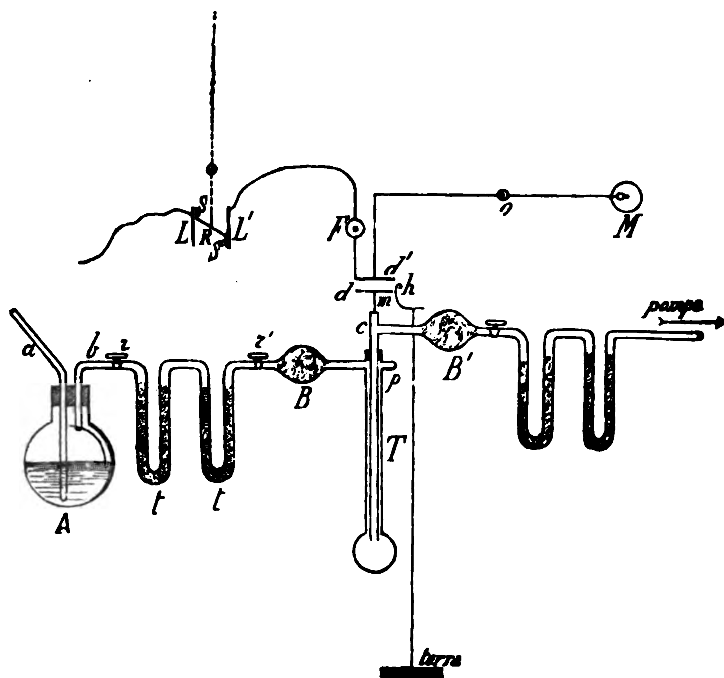
La nostra disposizione sperimentale è rappresentata dalla figura annessa.

Nel palloncino A si trova la sostanza radioattiva che nella prima serie di ricerche era una soluzione fatta sciogliendo in acqua distillata tre decigrammi di sale radifero (sali di bario, e radio), munito di una radioattività uguale a 25,000 rispetto all' uranio.

Il palloncino A è chiuso da un buon tappo di gomma, attraverso a cui passano due cannelli: il primo, *a*, destinato a condurre nell' apparecchio una corrente di azoto, arriva fino al fondo del palloncino, e il secondo *b* che penetra soltanto nel collo del palloncino stesso, mette la comunicazione con due tubi ad U, *tt*, dai quali è separato per mezzo del rubinetto *r*. Nei due tubi è posta della potassa caustica in cannelli e dell' anidride fosforica.

Attraverso poi ad un rubinetto *r'*, i due tubi medesimi sono congiunti ad una bolla B, piena di lana di vetro e comunicante col tubo verticale T.

D' altra parte penetra nel tubo T, attraverso a un tappo che chiude la bocca del tubo a perfetta tenuta, il cannello c, che arriva quasi al fondo del medesimo.



In alcune delle esperienze il recipiente T ed il cannello interno *c* era tutto in ottone; in altre era in vetro argentato internamente ed esternamente; in tutti e due i casi il recipiente T era collegato alle due bolle B e B' con ebanite di ottima qualità. Esso termina poi in un' asta metallica *m* portante superiormente un disco metallico *d*, verniciato di gomma lacca.

Infine il cannello *c* è posto in comunicazione con un aspiratore attraverso alla bolla B piena di lana di vetro ed a due essiccatori analoghi a *t t*.

Per tal modo nel tubo T, quando si pone in azione l'aspiratore, vengono fatte circolare continuamente le emanazioni radioattive. Se esse sono elettrizzate, la loro carica si mani

festa all' esterno dell' apparecchio, e quindi elettrizzeranno il disco *d*.

Per rivelare le possibili traccie di elettrizzazione in *d*, abbiamo fatto uso di un elettroscopio simile a quello di Blondlot [1]), assai pregevole per la piccolezza della sua capacità.

Su di un sostegno di ebanite a forma di U sono fissate due lastrine metalliche L L', e fra di esse è sospeso l' equipaggio mobile formato da due sottili laminette di alluminio S S' congiunte per mezzo di un leggerissimo telaio R, pur esso di alluminio, e disposto a 45 gradi rispetto al piano delle lastrine.

La sospensione, portante un piccolissimo specchietto è di filo di quarzo.

La laminetta L' comunica col suolo, e la L è congiunta metallicamente con un bastoncino metallico sorretto da un sostegno di ebanite F e destinato a raccogliere le cariche da misurare con l' elettroscopio.

D'altra parte l' elettroscopio è per se stesso sensibile: esso devia infatti di circa una divisione della scala, quando si porta al potenziale di 1 Volta la laminetta L'; le dette deviazioni sono approssimatamente proporzionali al quadrato del potenziale.

Nelle nostre ricerche la carica dell'elettrometro veniva ampliata nel modo seguente: Un dischetto metallico, *d'*, uguale a *d*, e pur esso verniciato con gomma lacca, era affidato mediante una bacchetta bene isolante all' estremità di una leva di prim' ordine, messa in oscillazione attorno al pernio O da un motorino M.

Il dischetto nel suo movimento s' inalza sino a toccare l' estremo inferiore del bastoncino metallico E, e l' oscillazione della leva è regolata in modo che il disco *d'* nella sua posizione più bassa viene ad avvicinarsi all' altro disco *d* sino alla distanza di qualche decimo di millimetro.

Inoltre il dischetto *d'*, quando viene accostato a *d*, tocca un' appendice metallica *h* che lo mette in comunicazione col suolo.

1) Journal de Physique, t. 1, 1902, pag. 5.

Il vantaggio di tale artifizio si vede nel seguen
Sia Q la quantità di elettricità contenuta in T,
cità di T, C_1 quella di *d* quando gli sta accosto *d'*,
pacità di *d* quando *d'* viene sollevato. C_2 è anche l
di *d'* quando S è discosto da *d*.

Accostando *d'* a *d*, la quantità Q di elettricità si
tra T e *d* proporzionalmente alle rispettive capaci
parte che si raccoglie in *d* è data da

$$Q_1 = Q \frac{C_1}{C + C_1}.$$

Una uguale quantità di nome contrario si induc
quando *d'* viene sollevato il potenziale che vi assun
quantità di elettricità è dato da

$$V = \frac{Q_1}{C_2} = Q \frac{C_1}{C_2 (C + C_1)}.$$

Nella nostra disposizione sperimentale C_1 era
maggiore di C e quindi

$$V > \frac{1}{2} \frac{Q}{C_1}.$$

Questo è il potenziale che assume anche l'ele
dopo che il dischetto *d'* ha fatto un numero sufficie
grande di escursioni.

Come si vede, questo potenziale è indipendente
pacità dell'elettrometro e da quella del recipiente T

Si è trovato sperimentalmente che in tal modo,
di carica, la deviazione dell'elettroscopio riusciva
volte maggiore che unendo direttamente T all'elettr

Come è stato già detto, l'elettroscopio dava circ
sione per un Volta, e siccome C_2 era uguale circa a
elettrostatiche, se ne deduce che la carica minima
bile con il nostro metodo era $3 \cdot 10^{-13}$ unità elettroma

Le nostre prime ricerche furono fatte, come
con una soluzione di sale radifero.

Per eseguire un' esperienza si metteva dapprima in azione la pompa, tenendo aperto il rubinetto r' e chiuso il rubinetto r, fino a che si fosse ottenuta una discreta rarefazione.

Indi mantenendo in azione la pompa si apriva a poco a poco r, in modo che l' azoto — che arrivava in A attraverso un apparecchio filtrante — passasse lentamente, insieme alle emanazioni, per i tubi $t\,t$, e avesse così il tempo di asciugarsi perfettamente. Altre esperienze furono fatte senza l' aspiratore spingendo per a attraverso l' apparecchio una corrente continua di gas con leggiera pressione; l'azoto e le emanazioni arrivavano così nel tubo T asciutti e filtrati attraverso la lana di vetro.

Per accorgersi che in T fossero veramente giunte le emanazioni, era stato soffiato nella parete laterale dello stesso tubo T un piccolo rigonfiamento p, in cui era stato posto del solfuro di zinco. Quindi prima — e per quant' era possibile anche durante la circolazione dell' azoto — si lasciava l'apparecchio all' oscuro.

Dopo di che si cominciava a mettere in azione il motorino e a fare le osservazioni all' elettroscopio.

Finalmente si poneva sotto T un recipiente cilindrico del Dewar contenente dell'aria liquida — depurata con ripetute filtrazioni dalle tracce eventuali di anidride carbonica od altri corpi sospesi, per evitare le note elettrizzazioni accidentali dei corpi che vi si immergevano. — Sollevando piano piano questo recipiente, vi si faceva penetrare T fino quasi in p, per modo che tutto T veniva esposto ai vapori dell'aria bollente.

Ad onta di tutte le precauzioni prese, l' elettroscopio, anche dopo essere stato lasciato in riposo per delle giornate intere, presentava leggiere variazioni della posizione di riposo e così si aveva talvolta qualche debole deviazione dello specchio (di una o due divisioni) ora in un senso, ora in senso contrario; ma esse avevano luogo sia quando nell' apparecchio trovavasi l' emanazione, sia quando ne era privo e la loro influenza veniva eliminata mettendo a terra di tanto in tanto la laminetta L e leggendo volta per volta la nuova posizione di riposo; e ciò senza che si fossero interrotte le esperienze coll' emanazione, le quali duravano da uno a trenta minuti.

Orbene l' andamento dell' elettrometro fu sempre quello stesso che si aveva con l' esperienza in bianco, che si alternava sempre con ogni esperienza fatta con l' emanazione. Dunque è probabile che le emanazioni della soluzione radifera non portano carica elettrica.

La seconda serie di esperienze fu fatta con un grammo della cosidetta sostanza di emanazione di Giesel.

Essa può usarsi in polvere come appunto abbiamo fatto noi; ma perchè la sua emanazione si propaghi rapidamente è necessario che l' ambiente in cui è contenuta sia estremamente rarefatto.

L'apparecchio in questo caso era spogliato di tutti i tubi essiccanti ed era costituito dal recipiente T e da un tubetto di vetro contenente la sostanza e comunicante con T attraverso un rubinetto a largo foro. In ambedue era stato fatto il vuoto con una buona macchina pneumatica a mercurio. Appena si apriva la comunicazione di T con la sostanza, il solfuro di zinco posto in p diventava subito luminoso. Mai però l' elettroscopio diede indizi di elettrizzazione, nè alla temperatura ordinaria, nè esponendo T ai vapori dell'aria liquida.

Quindi neppure le emanazioni di questa sostanza mostrarono di trasportare cariche elettriche.

Si conclude da queste esperienze che le emanazioni delle sostanze radioattive probabilmente nè sono il resto di atomi che abbiano perduto degli ioni positivi, nè sono formate dagli ioni positivi stessi.

SULL' INFLUENZA DEI DIELETTRICI SOLIDI SUL CAMPO MAGNETICO GENERATO DALLA CONVEZIONE ELETTRICA.

Nota di G. PICCIATI [1]).

È noto come le recenti esperienze in contradditorio eseguite dai signori Pender e Crémieu [2]) abbiano messo ormai fuor di dubbio l'esistenza del campo magnetico prodotto da cariche elettriche in movimento.

L'analisi dei particolari delle esperienze positive del Pender e di quelle negative del Crémieu mostra come quelle del Crémieu, le quali sembravano smentire l'esistenza dell'effetto magnetico della convezione elettrica, differivano da quelle positive in questo, che i dischi elettrizzati mobili e le loro armature fisse, quando ne avevano, erano sempre ricoperti di sottili strati di caoutchouc.

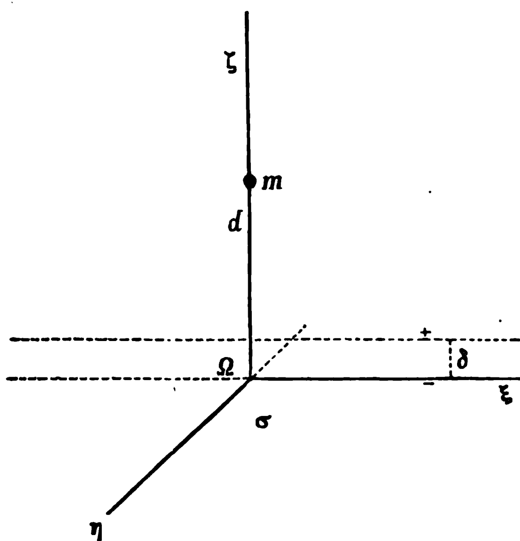
Da uno studio sistematico fatto sull'influenza dei dielettrici solidi in questo fenomeno, i due illustri fisici, senza spiegare la parte che prendono nel fenomeno stesso i dielettrici, concludono che la causa dei resultati negativi del Crémieu sta appunto nei dielettrici, di cui i dischi o le armature erano ricoperti. Però in un'altra recente ricerca sullo stesso argomento [3]) il signor Vasilesco-Karpen, proponendosi anche di verificare, in seguito all'osservazione fatta in proposito dai signori Pender e Crémieu, se la presenza dei dielettrici, sia sul disco mobile sia sulle armature fisse, possa avere influenza sull'effetto magnetico, arriva a quest'altra conclusione: sull'effetto magnetico di una corrente di convezione la presenza dei dielettrici in strati sottili, sia sui dischi mobili, sia sulle armature fisse, è senza alcuna influenza. Su questa controversa questione e sulla ricerca delle cause dei risultati negativi delle

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei. Vol. 13, 1° sem., ser. 5, 1904.

2) Journal de Physique, Ser. 4., T. 2°, Sept. 1903: Recherches contradictoires sur l'effet magnétique de la convection électrique.

3) Journal de Physique, Ser. 4., T. 2°, Sept. 1903: Sur la convection électrique.

esperienze del Crémieu, spetta naturalmente all' esperienza il decidere. Si può però studiare la questione anche teoricamente, determinando, per es., quale alterazione porta nel campo elettromagnetico generato dalla traslazione uniforme di una carica elettrica parallelamente ad un piano conduttore indefinito, la presenza di un sottile strato di un dielettrico solido, di spessore costante, disteso sul piano stesso. L' esposizione dei resultati ottenuti, forma l' oggetto della presente Nota; del problema enunciato si può dare però facilmente solo una soluzione approssimata, che differisce da quella rigorosa per quantità assolutamente trascurabili dal punto di vista pratico. Si è condotti al seguente resultato: « un sottile strato di un dielettrico « solido disteso uniformemente sul piano conduttore, al di so- « pra oppure al di sotto, non porta alterazione sensibile al « campo elettromagnetico generato dalla carica in moto, quando « si trascurano i termini in a^2, essendo a il rapporto fra la « velocità di convezione e quella della luce: è precisamente la « conclusione del sig. Vasilesco-Karpen ».



§ 1. È noto come il campo elettromagnetico generato da una carica elettrica m, che si mnove con una velocità co-

ɔra una retta parallela ad un piano conduttore in-
sia stato determinato e completamente studiato dal
Civita in una Memoria inserita negli *Annales de la
s Sciences de Toulouse* [1]). Estendendo oppurtuna-
etodo del prof. Levi-Civita si può, come vedremo,
assai semplicemente anche dell' influenza del die-
r es. una lamina di mica che ricopre sopra una
hermo metallico.

a distanza della carica m dal piano σ, e sia $\Omega \xi \eta \zeta$
di assi mobili invariabilmente legati ad m, aventi
$\zeta = 0$ ed m sul semiasse positivo delle ζ. Quando
iano conduttore i potenziali ritardati del campo sono

$$F' = \frac{m}{\Delta}, \quad U' = \frac{ma}{\Delta}, \quad V' = 0, \quad W' = 0$$

$$= Ac, \quad \Delta^2 = \xi^2 + (1 - a^2)[\eta^2 + (\zeta - d)^2]$$

ersa della velocità della luce nel mezzo ambiente
re.

duzione nel campo del piano conduttore σ, sul
va un sottile strato uniforme di un dielettrico so-
neo, che supponiamo per es., dalla parte delle ζ po-
a delle modificazioni nel campo stesso. Infatti il moto
m dà origine ad una variabile distribuzione di
ndotta sul piano conduttore, ed inoltre ad una pure
stribuzione, sulle due faccie del dielettrico che ri-
no, di due strati di elettricità di densità uguale e
ntrario. Per i punti a distanza finita dal sottile
ttrico disteso su σ, le azioni derivanti dalla sua po-
si possono assimilare a quelle prodotte da un
o disteso su σ. Si tratta quindi di determinare il
elettrostatico ritardato F_1, ed il potenziale vettore
nti U_1, V_1 secondo $\xi \eta$ (la componente W_1 secondo ζ
ente nulla) corrispondenti alla distribuzione ed alle
dotte.

8, T. 4.

Noti questi potenziali si sa [1]) che le componenti della forza elettrica X, Y, Z secondo $\xi\eta\zeta$, e quelle della forza magnetica L, M, N del campo così prodotto sono:

$$(2)\qquad \begin{cases} X = -\dfrac{d}{d\xi}(F' + F_1) + a\dfrac{d}{d\xi}(U' + U_1), \\ Y = -\dfrac{d}{d\eta}(F' + F_1) + a\dfrac{dV_1}{d\xi}, \\ Z = -\dfrac{d}{d\zeta}(F' + F_1); \end{cases}$$

$$(3)\qquad \begin{cases} L = \dfrac{dV_1}{d\zeta}, \\ M = -\dfrac{d}{d\zeta}(U' + U_1), \\ N = \dfrac{d}{d\eta}(U' + U_1) - \dfrac{dV_1}{d\xi}. \end{cases}$$

Vediamo quindi a quali condizioni debbono soddisfare F_1, U_1, V_1 come funzioni di $\xi\eta\zeta t$. Il fenomeno essendo stazionario rispetto agli assi mobili $\Omega\xi\eta\zeta$, queste funzioni non dipenderanno esplicitamente dal tempo; come potenziali ritardati corrispondenti a distribuzioni superficiali, sia di semplice che di doppio strato, saranno soluzioni dell' equazione

$$(4)\qquad \Box f = (1 - a^2)\frac{d^2 f}{d\xi^2} + \frac{d^2 f}{d\eta^2} + \frac{d^2 f}{d\zeta^2} = 0$$

e dovranno inoltre soddisfare all' equazione di continuità, che diviene anche in questo caso [2])

$$(5)\qquad a\frac{dF_1}{d\xi} = \frac{dU_1}{d\xi} + \frac{dV_1}{d\eta}.$$

Si osservi ora che il potenziale elettrostatico F_1 si può considerare somma di due potenziali, cioè del potenziale F_2 corrispondente ad una distribuzione di semplice strato, dovuta

1) Levi-Civita, Mem. cit. pag. 26.
2) Levi-Civita, Mem. cit. pag. 24.

all'elettricità indotta sul piano conduttore, e del potenziale ψ corrispondente ad una distribuzione di doppio strato, dovuta alla polarizzazione del dielettrico, e di cui indichiamo con μ il momento.

Vediamo quello che avviene per il potenziale vettore. Il moto della carica m, mentre dà origine sul piano σ a correnti di conduzione, provoca nel coibente un doppio strato variabile. Distribuzione variabile equivale a corrente, e di questo bisogna quindi tener conto nel valutare il potenziale vettore. Per la stazionarietà del fenomeno rispetto alla carica mobile le cose vanno come se un doppio strato di momento $\mu(\xi\eta)$, rigidamente collegato colla carica, scorresse con velocità c parallelamente all' asse ξ secondo cui avviene la traslazione. Ricordando che il doppio strato è caso limite di due semplici opposti, si vede quindi che questo moto dà origine ad una, chiamiamola così, corrente superficiale di doppio strato di componenti $c\mu$, o secondo $\xi\eta$. Anche la componente U_1 secondo ξ del potenziale vettore, resulterà quindi della somma di due potenziali: del potenziale U_2 di semplice strato dovuto alle correnti di conduzione sul piano σ, e del potenziale dovuto alla corrente superficiale di doppio strato prodotta nel coibente, cioè $A c \psi$. Per la componente V_1 del potenziale vettore si ha che essa resulta di un potenziale di semplice strato, quindi, indicandola per simmetria con V_2, avremo:

$$(6) \qquad \left\{ \begin{aligned} F_1 &= F_2 + \psi , \\ U_1 &= U_2 + a\psi , \\ V_1 &= V_2 . \end{aligned} \right.$$

F_2, U_2, V_2, potenziali corrispondenti a distribuzione di superficie sul piano σ, si comportano come potenziali ordinari, e le loro espressioni analitiche, sotto forma di integrali estesi al piano σ, non mutano col variare il segno di ζ, sono quindi funzioni di $|\zeta|$. Invece ψ ha le proprietà caratteristiche dei potenziali di doppio strato, e la sua espressione analitica, sotto forma di integrale esteso al piano σ, muta col variare del segno di ζ. Essa assume quindi nei punti simmetrici rispetto al

piano σ valori uguali ma di segno contrario. Se indichiamo con ψ_+ il valore verso cui converge ψ quando ci si avvicina indefinitamente allo strato dalla parte delle ζ positive, con ψ_- il valore verso cui converge ψ quando ci si avvicina dall'altra parte, con $\psi_.$ il valore nell'interno del doppio strato avremo, come è noto,

$$(7) \qquad \psi_+ = 2\pi\mu + \psi_. \,; \quad \psi_- = -2\pi\mu + \psi_. \,,$$

essendo μ il momento del doppio strato; e per essere $\psi_+ = -\psi_-$ sarà quindi

$$(8) \qquad \psi_+ = -\psi_- = 2\pi\mu \,; \quad \psi_. = 0 \,.$$

Le quattro incognite F_2, U_2, V_2, ψ, da cui dipende la soluzione del problema, oltre soddisfare alle condizioni precedentemente dette, devono poi essere soluzioni della (4) cioè dell'equazioni indefinite

$$(9) \qquad \square F_2 = 0 \,, \quad \square U_2 = 0 \,, \quad \square V_2 = 0 \,, \quad \square \psi = 0 \,,$$

e dall'altra:

$$(10) \qquad a \frac{dF_2}{d\xi} = \frac{dU_2}{d\xi} + \frac{dV_2}{d\eta}$$

a cui si riduce la (5). Resta da tener conto delle ulteriori condizioni cui debbono soddisfare i nostri potenziali per rispecchiare il comportamento fisico del piano conduttore e dello strato dielettrico ad esso sovrapposto. Per questo è opportuno premettere alcune considerazioni di indole generale.

§ 2. È noto che quando un dielettrico omogeneo si introduce in un campo dato, si provoca sulla superficie del dielettrico una carica fittizia di cui è assegnabile il potenziale [1]. Indicando con ε_0 ed ε_1 le costanti dielettriche del vuoto e del coibente omogeneo adoperato, con **3** la componente secondo ζ della forza elettrica del campo prodottosi dopo l'introduzione del dielettrico, e relativa a punti interni allo strato, il poten-

1) Vedi per es.: Das elektromagnetische Feld: Vorlesungen von Emil Cohn, pag. 99. Leipzig, 1900.

arica prodottasi sulla superficie dello strato dalla ζ positive, che indichiamo per il momento con σ_1 è

$$\chi = -\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}{4\pi\varepsilon_0}\int_{\sigma_1}\frac{\mathfrak{Z}\,d\sigma}{r_1},$$

le distanze da σ_1. Il potenziale della carica uguale contrario prodottasi sulla faccia inferiore dello indichiamo con σ_2, è

$$\chi' = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{\sigma_2}\frac{\mathfrak{Z}\,d\sigma}{r_2},$$

e distanze da σ_2: perciò il potenziale resultante

$$\chi + \chi' = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_{\sigma}\mathfrak{Z}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)d\sigma .$$

dica con δ lo spessore uniforme ed assai piccolo dielettrico disteso sul piano σ, l' espressione del i doppio strato corrispondente alla polarizzazione co viene ad essere

$$\psi = -\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)\,\delta}{4\pi\varepsilon_0}\int_{\sigma}\mathfrak{Z}\,\frac{d\frac{1}{r}}{d\zeta}\,d\sigma,$$

distanze dai punti di σ, e perciò il momento μ di pressione

$$\mu = -\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)\,\delta}{4\pi\varepsilon_0}\mathfrak{Z} = -\frac{l}{2\pi}\mathfrak{Z},$$

$$l = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)\,\delta}{2\varepsilon_0}.$$

e (2) si ha

$$' + F_1) = -\frac{d}{d\zeta}\left(\frac{m}{\Delta} + F_2 + \psi\right) = -\frac{d}{d\zeta}\left(\frac{m}{\Delta} + F_2\right),$$

quindi tenendo conto delle (12) ed (8) si ha

$$(13) \qquad \psi_- = -2\pi\mu = l\vartheta = -l\left\{\frac{dF_2}{d\zeta} + \frac{d}{d\zeta}\left(\frac{m}{\Delta}\right)\right\},$$

che è la condizione caratteristica della ψ relativa al piano σ. Altre due condizioni caratteristiche relative al piano σ si ottengono ricordando che per la legge di Ohm la corrente, che in esso si produce, è proporzionale alla componente tangenziale della forza elettrica, ed ha la stessa direzione. Indicando quindi con $\varkappa$ una costante di cui è noto il significato fisico [1], e con u_1 e v_1 le componenti della corrente indotta in σ, e distinguendo inoltre i valori delle funzioni sul piano σ, cioè dalla parte inferiore dello strato dielettrico, col segno $-$, avremo

$$X_- = A\varkappa u_1, \quad Y_- = A\varkappa v_1.$$

Per le (2) e per le proprietà caratteristiche delle U_2, V_2 ψ avremo quindi:

$$\varkappa\left[-\frac{1}{2\pi}\frac{dU_2}{d|\zeta|}\right] = -\frac{d}{d\xi}(F' + F_2 + \psi_-) + a\frac{d}{d\xi}(U' + U_2 + a\psi_-),$$

$$\varkappa\left[-\frac{1}{2\pi}\frac{dV_2}{d|\zeta|}\right] = -\frac{d}{d\eta}(F' + F_2 + \psi_-) + a\frac{dV_2}{d\xi}.$$

ossia per la (1) si ottiene

$$(14) \quad \begin{cases} \dfrac{\varkappa}{2\pi}\dfrac{dU_2}{d|\zeta|} + a\dfrac{dU_2}{d\xi} - \dfrac{dF_2}{d\xi} - (1-a^2)\dfrac{d\psi_-}{d\xi} = m(1-a^2)\dfrac{d\frac{1}{\Delta}}{d\xi}, \\[2ex] \dfrac{\varkappa}{2\pi}\dfrac{dV_2}{d|\zeta|} + a\dfrac{dV_2}{d\xi} - \dfrac{dF_2}{d\eta} - \dfrac{d\psi_-}{d\eta} = m\dfrac{d\frac{1}{\Delta}}{d\eta}, \end{cases}$$

In definitiva le quattro incognite F_2, U_2, V_2, ψ, oltre alle equazioni indefinite (9) e (10) debbono soddisfare alle condizioni ai limiti (13) e (14). Derivando la (13) rispetto a ξ ed η e sostituendo i valori di $\frac{d\psi_-}{d\xi}$, $\frac{d\psi_-}{d\eta}$ nella (14), si ricavano queste altre equazioni valevoli per i punti di σ:

1) Levi-Civita, Mem. cit. pag. 25.

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\varkappa}{2\pi}\frac{dU_2}{d|\zeta|}+a\frac{dU_2}{d\xi}-\frac{dF_2}{d\xi}+l(1-a^2)\frac{d^2F_2}{d\xi\, d|\zeta|}=m(1-a^2)\frac{d}{d\xi}\left[\frac{1}{\Delta}-l\frac{d\frac{1}{\Delta}}{d|\zeta|}\right],\\ &\frac{\varkappa}{2\pi}\frac{dV_2}{d|\zeta|}+a\frac{dV_2}{d\xi}-\frac{dF_2}{d\eta}+l\frac{d^2F_2}{d\eta\, d|\zeta|}=m\frac{d}{d\eta}\left[\frac{1}{\Delta}-l\frac{d\frac{1}{\Delta}}{d|\zeta|}\right]. \end{aligned}\right.$$

Da esse si deducono due altre valevoli in tutto lo spazio: per questo basta osservare che per le proprietà specifiche di $F_2 U_2 V_2$ i primi membri delle (14') sono funzioni regolari di $\xi\, \eta\, |\zeta|$ per $|\zeta|>0$, verificanti la $\Box f=0$, e riducentisi per

$$\zeta=0 \quad \text{a} \quad m(1-a^2)\frac{d}{d\xi}\left[\frac{1}{\Delta}-l\frac{d\frac{1}{\Delta}}{d|\zeta|}\right],\ m\frac{d}{d\eta}\left[\frac{1}{\Delta}-l\frac{d\frac{1}{\Delta}}{d|\zeta|}\right];$$

lo stesso avviene dei secondi membri, purchè in essi si muti ζ in $-|\zeta|$, con che si toglie la singolarità che presentano nel punto m.

Ma due funzioni aventi le proprietà accennate coincidono; ponendo quindi

$$\nabla^2=\xi^2+(1-a^2)\,[\eta^2+(|\zeta|+d)^2], \tag{15}$$

si ha dalle (14') le equazioni

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{\varkappa}{2\pi}\frac{dU_2}{d|\zeta|}+a\frac{dU_2}{d\xi}-\frac{dF_2}{d\xi}+l(1-a^2)\frac{d^2F_2}{d\xi\, d|\zeta|}=m(1-a^2)\frac{d}{d\xi}\left[\frac{1}{\nabla}-l\frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],\\ &\frac{\varkappa}{2\pi}\frac{dV_2}{d|\zeta|}+a\frac{dV_2}{d\xi}-\frac{dF_2}{d\eta}+l\frac{d^2F_2}{d\eta\, d|\zeta|}=m\frac{d}{d\eta}\left[\frac{1}{\nabla}-l\frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right], \end{aligned}\right.$$

verificate in tutto lo spazio.

Si vede quindi come il problema è ridotto all' integrazione del sistema di equazioni

$$\Box F_2=0,\quad \Box U_2=0,\quad \Box V_2=0,\quad a\frac{dE_2}{d\xi}=\frac{dU_2}{d\xi}+\frac{dV_2}{d\eta} \tag{17}$$

e delle (16); quanto alla ψ dovendo soddisfare alla $\Box\psi=0$, alle solite condizioni di regolarità, ed assumere nei punti sim-

metrici rispetto a σ valori uguali e di segno contrario, non può essere altro che

$$\text{(18)} \qquad \psi = l \left\{ \frac{dF_2}{d\zeta} + m \frac{d\frac{1}{\nabla}}{d\zeta} \right\},$$

la quale possiede appunto tutti i requisiti richiesti.

Derivando la prima delle (16) rispetto a ξ e la seconda rispetto a η, sommando e tenendo conto delle (17), si ha per F_1

$$\frac{a\varkappa}{2\pi}\frac{d^2F_2}{d\xi\, d|\zeta|} + \frac{d^2F_2}{d|\zeta|^2} - l\frac{d^3F_2}{d|\zeta|^3} = -\, m \frac{d^2}{d|\zeta|^2}\left[\frac{1}{\nabla} - l\frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],$$

la quale integrata rispetto a $|\zeta|$ da un valore qualunque sino all' infinito, tenendo conto che i due membri si annullano al- l' infinito, dà l' altra

$$\text{(19)} \qquad \frac{a\varkappa}{2\pi}\frac{dF_2}{d\xi} + \frac{dF_2}{d|\zeta|} - l\frac{d^2F_2}{d|\zeta|^2} = -\, m \frac{d}{d|\zeta|}\left[\frac{1}{\Delta} - l\frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],$$

Quando si riuscisse a determinare la F_2, soddisfacente a tutte le condizioni del problema, sarebbe agevole determinare poi la U_2 e V_2 dalle (16) e (17), le quali sono rispetto ad U_2 e V_2 equazioni identiche a quelle che si hanno nel caso considerato dal prof. Levi-Civita [1]).

§ 3. Dal punto di vista pratico è sufficiente passare dalle equazioni differenziali alle approssimazioni, senza premetterne l' integrazione rigorosa. A tale scopo si osservi che essendo a il rapporto della velocità di traslazione della carica m alla velocità della luce nell'etere, e $\varkappa$ un trentesimo della resistenza dell' unità di superficie del piano conduttore σ, espressa in Ohm, si possono riguardare a e $\varkappa$ come quantità piccolissime, praticamente dello stesso ordine di grandezza [2]), e quindi considerar

1) Mem. cit. pag. 28.
2) Levi-Civita, Mem. cit. pag. 37.

ne un parametro finito. Riguardando anche l come

finita, per quanto piccola, prendiamo a conside-
ntegrali F_2, U_2, V_2 che si comportano regolarmente
i a piccolissimi, e che si possono quindi sviluppare
otenze di a, per a assai piccolo.

$$\left\{\begin{aligned} F_2 &= f_0 + a f_1 + a^2 f_2 + \dots, \\ U_2 &= u_0 + a u_1 + a^2 u_2 + \dots, \\ V_2 &= v_0 + a v_1 + a^2 v_2 + \dots; \\ \frac{1}{\nabla} &= \frac{1}{r'} + \frac{1}{2} a^2 \frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r'}\right) + \dots \end{aligned}\right.$$

$\xi^2 + \eta^2 + (|\zeta| + d)^2$, sostituiamo queste espressioni
6), (17) in cui si è sostituito $a\frac{2\pi}{h}$ per $\varkappa$, ed egua-
fficienti delle stesse potenze di a. Otterremo delle
cui possiamo ricavare le f, v, u, le quali poi, co-
di $\xi\, \eta\, |\zeta|$, debbono possedere tutte le caratteri-
e di $F_2\, U_2\, V_2$.

iamo il caso che della a si possano trascurare le
riori alla prima; osservando che la (19) e (16) si
vere

$$+ h \frac{dF_2}{d|\zeta|} - lh \frac{d^2 F_2}{d|\zeta|^2} = - m h \frac{d}{d|\zeta|}\left[\frac{1}{\nabla} - l \frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],$$

$$\frac{U_2}{\xi} = h \frac{dF_2}{d\xi} - lh(1-a^2)\frac{d^2 F_2}{d\xi\, d|\zeta|} + mh(1-a^2)\frac{d}{d\xi}\left[\frac{1}{\nabla} - l \frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],$$

$$\frac{V_2}{d\xi} = h \frac{dF_2}{d\eta} - lh \frac{d^2 F_2}{d\eta\, d|\zeta|} + mh \frac{d}{d\eta}\left[\frac{1}{\nabla} - l \frac{d\frac{1}{\nabla}}{d|\zeta|}\right],$$

che per poter valutare i termini in a di U_2 e V_2
tener conto del termine in a^2 di F_2. Si ottiene

intanto dalla (19') sostituendo ad F_2 ed $\frac{1}{\nabla}$ i relativi sviluppi e tenendo conto sino dei termini in a^2, che deve essere

$$\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_0 - l\frac{df_0}{d|\zeta|}\right] = -m\frac{d}{d|\zeta|}\left[\frac{1}{r} - l\frac{d\frac{1}{r}}{d|\zeta|}\right],$$

$$\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_1 - l\frac{df_1}{d|\zeta|}\right] = 0,$$

$$\frac{df_0}{d\xi} + h\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_2 - l\frac{df_2}{d|\zeta|}\right] = -\frac{mh}{2}\frac{d}{d|\zeta|}\left[\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r}\right) - l\frac{d^2}{d\xi\, d|\zeta|}\left(\frac{\xi}{r}\right)\right].$$

mentre dalla (17) si ha

$$\Delta_2 f_0 = 0, \quad \Delta_2 f_1 = 0, \quad \Delta_2 f_2 = \frac{d^2 f_0}{d\xi^2}.$$

Si riconosce quindi che deve essere intanto

$$f_0 = -\frac{m}{r}, \quad f_1 = 0$$

restando a determinarsi f_2 dall' equazioni

$$(21)\quad \begin{cases} h\frac{d}{d|\zeta|}\left\{f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r}\right) - l\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r}\right)\right]\right\} = \frac{d}{d\xi}\left(\frac{m}{r}\right) \\ \Delta_2 f_2 = -m\frac{d^2\frac{1}{r}}{d\xi^2}. \end{cases}$$

Osservando che, per $a = 0$, cioè supponendo la carica fissa devono essere nulli i potenziali U_2 e V_2 si deduce senz' altr[o] che deve essere $u_0 = 0$, $v_0 = 0$. Dalle (16') e dalle (17) tenend[o] conto dei valori già determinati si ricavano inoltre le relazion[i]

$$(22)\quad \begin{cases} \frac{du_1}{d|\zeta|} + h\frac{du_1}{d\xi} + h\frac{d}{d\xi}\left(\frac{m}{r}\right) = h\frac{d}{d\xi}\left\{f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r}\right) - l\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\ldots\right.\right.\right. \\ \frac{dv_1}{d|\zeta|} + h\frac{dv_1}{d\xi} = h\frac{d}{d\eta}\left\{f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\frac{\xi}{r}\right) - l\frac{d}{d|\zeta|}\left[f_2 + \frac{m}{2}\frac{d}{d\xi}\left(\ldots\right.\right.\right. \end{cases}$$

$$(23)\quad \Delta_2 u_1 = 0, \quad \Delta_2 v_1 = 0, \quad \frac{du_1}{d\xi} + \frac{dv_1}{d\eta} + \frac{d}{d\xi}\left(\frac{m}{r}\right) = 0.$$

Derivando la prima delle (22) rispetto ad η e la seconda rispetto a ξ si trae

$$\frac{d^2u_1}{d\eta\, d|\zeta|} + h\frac{d^2u_1}{d\xi\, d\eta} + h\frac{d^2}{d\xi\, d\eta}\left(\frac{m}{r}\right) = \frac{d^2v_1}{d\xi\, d|\zeta|} + h\frac{d^2v_1}{d\xi^2},$$

e quindi, per le (23), si ottiene

$$\frac{d^2u_1}{d\eta\, d|\zeta|} - h\frac{d^2v_1}{d\eta^2} = \frac{d^2v_1}{d\xi\, d|\zeta|} + h\frac{d^2v_1}{d\xi^2},$$

ossia

$$\frac{d^2u_1}{d\eta\, d|\zeta|} + h\frac{d^2v_1}{d|\zeta|^2} - \frac{d^2v_1}{d\xi\, d|\zeta|} = 0 .$$

Questa integrata da un valore qualunque di $|\zeta|$ sino all'infinito, tenendo conto che i suoi termini all' infinito si annullano, dà l' altra

$$\frac{du_1}{d\eta} + h\frac{dv_1}{d|\zeta|} - \frac{dv_1}{d\xi} = 0,$$

la quale insieme alle (23) serve alla determinazione di u_1 e v_1. Ma a queste stesse equazioni e quindi alle stesse espressioni di u_1 e v_1 si giunge, coll' approssimazione considerata, anche nel caso in cui manca lo strato dielettrico sul piano conduttore σ [1]). Di più si ha, giacchè si trascurano i termini in a^2, che è $F_2 = -\frac{m}{r}$, quindi per la (18) è $\psi = 0$. Le componenti delle forze elettromagnetiche date dalle (2), (3) vengono quindi identiche a quelle che si hanno quando manca lo strato coibente. Il che ci permette di conchiudere che la presenza di un sottile strato dielettrico sul piano conduttore, quando si riguardano trascurabili le potenze di a superiori alla prima, non porta alterazione nel campo generato dalla carica mobile. Relativamente alle componenti della forza magnetica si può riconoscere anche facilmente che lo strato dielettrico non porta in esse alterazione, ancorchè ci si limiti a trascurare solo le

1) Levi-Civita, Mem. cit. pag. 30 e seg., o meglio vedi Nuovo Cimento, Settembre 1903.

potenze di a superiori alla seconda; infatti si ricava in modo simile al precedente che negli sviluppi (20) deve essere $f_2 = 0$, $u_2 = 0$, $v_2 = 0$, quindi le componenti delle forze magnetiche date dalle (3) rimangono le stesse di prima.

Per considerare il caso in cui lo strato dielettrico è disteso sul piano conduttore dalla parte delle ζ negative, basta mutare l in $-l$ nelle precedenti equazioni; si giunge quindi ad un resultato identico.

PER LO STUDIO DELLA TEMPERATURA DELL'ARIA ALLA SOMMITÀ DEL MONTE ROSA.

Nota di E. ODDONE [1]).

Tra poco il rifugio Osservatorio Regina Margherita, eretto a 4560 m. sulla vetta del Monte Rosa, alla punta Gnifetti, ospiterà il primo personale che lassù dovrà accingersi a studiare la fisica dell' alta atmosfera.

Per appoggiare quest' impresa, come ne incombe dovere ad ogni cultore delle scienze meteorologiche, pensai non essere disutile un lavoro preparatorio sull' entità delle variazioni degli elementi meteorologici a quell' altezza.

Una tale indagine servirà ad avvertire l'osservatore delle difficoltà cui andrà incontro, dirà delle modificazioni da apportarsi lassù agli apparecchi di osservazione e richiamerà gli argomenti controversi a cui dovrà darsi maggiore attenzione.

Come primo saggio dirò, in questa Nota, delle presumibili variazioni della *temperatura dell'aria* a quella stazione.

Varî sono i modi di preventivare la temperatura media dell' aria sulla vetta del Monte Rosa, cadun mese dell' anno.

Indicherò tre metodi e li applicherò successivamente.

In *un primo metodo* si parte da note temperature in basso e si applica il più accettato gradiente termico coll'altezza.

Tanto queste temperature, quanto questo gradiente, sono noti grazie al lavoro del Prof. Luigi Lugli dal titolo: *Sulla*

1) Dal Rendic. della R. Accad. dei Lincei, vol. 13, pag. 400, 1904.

variazione media della temperatura in Italia con la latitudine ed altezza (Annali della Meteorologia, anno 1882).

Il seguente prospetto compendia il metodo. Esso riporta in prima riga calcolate le temperature medie mensili alla latitudine del Monte Rosa ed al livello del mare; nella seconda riga presenta i gradienti termici verticali mensili pel gruppo alpino, come ricavò il Prof. Lugli, da osservazioni comprese tra 0 e 2500 metri; infine nella terza riga dà calcolate le probabili temperature medie mensili all' altezza voluta.

				Temperature medie mensili al mare ed a 45° 55′ 41″ di latitudine.									
[illegible]nn.	Febb.	Marz.	Apr.	Mag.	Giu.	Lugl.	Agost.	Sett.	Ott.	Nov.	Dic.	M. annua	Escurs.
[illegible]5	3°,8°	8,0	13°,5	17°,2	21°,7	21°,6	23°,4$_5$	19°,6	13°,6	6°,2	1°,7	12°,9	24°,1
				Gradiente per — 100^m									
[illegible]67	0°,361	0°,528	0°,622	0°,658	0°,676	0°,740	0°,688	0°,612	0°,511	0°,408	0°,316	—	—
				Probabili temperature medie mensili al Monte Rosa (4560 m.)									
[illegible]°,7	-12°,7	-16°,1	-14°,9	-12°,8	-9°,1	-9°,1	-7,9$_5$	-8°,3	-9°,7	-12°,4	-12°,7	-11,4°	8°,1$_5$

Questi risultati ottenuti coll' estrapolazione fino a 4560 m. di osservazioni comprese tra 0 e 2500 m. circa, comportano un errore sconosciuto; possiamo peraltro dire che le temperature invernali saranno presumibilmente troppo miti, perchè nei calcoli, figurano gradienti deboli per via del noto fenomeno dell' inversione della temperatura nei primi strati dell' atmosfera.

In *un secondo modo* mi servii delle osservazioni termometriche ottenute nelle ascensioni aerostatiche, ad un' altezza prossima a quella del Monte Rosa; permettendomi di ritenere provvisoriamente: 1) che le temperature delle vette, a parità d'altezza, non siano gran che diverse da quelle del libero spazio; 2) che desse siano abbastanza indipendenti anche da relativamente grandi variazioni di latitudine. Per la poca approssimazione che occorre ai nostri risultati, possiamo ritenere giustificate queste supposizioni, in quanto varie serie di osservazioni termometriche aeronautiche a Parigi concordano entro il grado con quelle termometriche di montagna al Sonnblick, ed in quanto si è notato che l' isoterma zero nel libero spazio

sopra Parigi ha, in estate, un' altezza che corrisponde da vicino a quella del versante meridionale delle Alpi [1]).

Degli andamenti annui della temperatura chilometro per chilometro, quali ha ricavati l' illustre signor Teisserenc de Bort [2]) dalle osservazioni termometriche in 240 ascensioni di palloni sonda, avvenute a varie stazioni negli anni 1898-99 e 1900 sopra Trappes, ho scelto l' andamento per l' altezza di 5 km. La riduzione all' altezza del Monte Rosa (4560 m.) importa una piccola correzione, sia perchè la differenza d'altezza è piccola, sia perchè a quell' altitudine il gradiente termico verticale nel ciclo annuale è già pressochè costante, notoriamente eguale a — 0°,65 per ettometro.

Scrivo senz' altro i risultati del calcolo:

Probabili temperature medie mensili al Monte Rosa (4560 m).

Genn.	Febbr.	Marz.	Apr.	Mag.	Giu.	Lugl.	Agos.	Sett.	Ott.	Nov.	Dic.	M. annua	Escurs.
-15°,4	-17°,4	-17°,9	-16°,1	-12°,1	-7°,7	-4°,8	-4°,7	-6°,4	-8°,9	-11°,1	-13°,0	-11°,3	13°,2

Nuovi calcoli sul nuovo lavoro del Signor Teisserenc de Bort, apparso recentemente nei *C. R.* del 1904 a pag. 42 e che comprende le osservazioni di 722 ascensioni avvenute gli ultimi cinque anni, conducono a temperature preventive pel M. Rosa diverse dalle precedenti. Le temperature vengono più basse e l' escursione annua maggiore. È rincrescevole che le nuove medie non si estendano ai singoli mesi ma alle sole stagioni; cosicchè l' unico paragone possibile tra le vecchie e le nuove medie è dato dal prospetto qui appresso:

Probabili temperature medie al M. Rosa nelle quattro stagioni:

	Inverno	Primavera	Estate	Autunno	Med. annua	Escurs.
Dalla nota del 1900	-15°,8	-15°,8	-5°,3	-8°,3	-11°,3	13,2
„ 1904	-16°,6	-16°,4	-6°,2	-9°,2	-12°,1	13,5

In *un terzo modo*, ho voluto vedere quale contributo potessero dare alla questione le osservazioni di temperature di

1) La prima località ha l' isoterma 0° a 3600 m., la seconda a 3590 m. (J. Hann, Met. Zeitschr. 1901, pag. 31. Idem L. d. Met., pag. 135).

2) C. R. de l'Académie des sciences. Novembre 1900.

alti colli che di tanto in tanto si leggono nelle
lpinistiche. Malgrado la generale non buona pre-
contro queste osservazioni, desse non mi sembra-
gne d'essere raccolte, siccome probità e coltura sono
ella maggior parte dei costituenti la famiglia alpi-

po ho riletto le pubblicazioni del Club Alpino Ita-
ciando quante osservazioni di temperatura furono
alpinisti sugli alti colli e sulle vette alpine ed ap-

vato circa ottocento osservazioni, e tra queste ri-
uelle celebri del Volta sul Fieudo al Gottardo, addì
re 1777 [1]); del De Saussure [2]) sul Colle del Gigante
dal 13 al 19 Luglio 1788; del Bravais [3]) sul plateau
nc (3930 m.) addì 29, 30, 31 Agosto 1844; del Dol-
[4]) al Theodul (3333 m.) dal 22 Agosto al 3 Settembre
oi l'annata meteorica dal 1° Agosto 1865 al 31 Ago-
lo stesso colle Theodul fatta per incarico del Signor
set [5]) da due osservatori svizzeri ed uno italiano,
et Antonio di Valtournanche.

re osservazioni si riferiscono in generale al tren-
rso, fino al 1900 compreso. Il mese di Agosto fornì
numero di giorni di osservazioni, 185; Luglio 122;
Dicembre 66 caduno; Ottobre 57; Settembre 59;
3; Marzo 52; Aprile e Novembre 36 caduno; Mag-
iugno 32.

ueste osservazioni scarse ed isolate, che si riferi-
riodi molto diversi, che non sono corrette dal periodo
e forse non lo sono dalla costante istrumentale e
ancora ridotte all'altezza e latitudine voluta con
approssimati, sarà mai possibile avvicinarsi a quel
ndamento annuo della temperatura all'altezza del
sa? Lo vedremo tra poco.

del Club A. I. 1899, pag. 213.
ussure. Voyages dans les Alpes. Genève, 1796, 4 vol. Anche Meteor. Zeit-

-Ausset. Matériaux pour l'étude des Glaciers, tom. 7, pag. 369.
pag. 180.
tomo 7 ed 8.

Ecco intanto il risultato dello spoglio:

Probabili temperature medie mensili al Monte Rosa (4560 m).

Genn.	Febbr.	Marz.	Apr.	Mag.	Giu.	Lug.	Ag.	Sett.	Ott.	Nov.	Dic.	M. annua	Escurs.
-19°,7	-18°,1	-19°,8	-16°,0	-14°,1	-7°,6	-5°,8	-5°,9	-6°,2	-11°,2	-16°,0	-17,8	-13°,2	14°,0

Discussione dei risultati.

L'andamento annuo. — Gli specchietti primo, secondo e terzo, devrebbero coincidere nell'identico andamento annuo preventivato per la temperatura del Monte Rosa, e diversificano tra loro invece notevolmente. Le cifre divergono specie l'inverno e le temperature più basse sono quelle dedotte dalle medie provenienti dalle osservazioni degli alpinisti. Sappiamo dell'incertezza massima che affettano queste ultime, ma d'altra parte in favore loro abbiamo il fatto che le medie temperature di Dicembre, Gennaio, Febbraio e Marzo al Sonnblick, dedotte dalle osservazioni di undici anni (1887-1897) [1]) sono — 12°,4; — 14°,0; — 14°,1; — 12°,1 ossia circa — 20°,4; —22°,1 — 22°,5; — 20°,9 se ridotte al Monte Rosa.

D'estate la differenza tra vetta e libero spazio sarebbe molto meno accentuata, ma sempre nel senso d'essere più fredda la vetta.

Si scorge quanto fosse incerta l'affermazione a pag. 281 che le temperature delle vette, a parità di altezza, siano eguali a quelle del libero spazio. In questo libero spazio ha luogo un ritardo termico non ancora ben definito, a precisare il quale, saranno di vera importanza i dati del Monte Rosa in confronto colle osservazioni aeronautiche internazionali.

Per ora, a semplice scopo di orientamento, concluderemo che le temperature medie mensili alla sommità del Monte Rosa si possono preventivare nelle rozze cifre seguenti, che scriviamo ordinate a partire da Gennaio.

—19° —18° —18° —16° —14° —9° —6° —5° —6° —11° —15° —17°

1) J. Hann. Ueber die Temperatur des Sonnblickgipfels. Sitz. d. k. Akad Wien. 107 Bd. 1898, p. 587.

perature estive possono pretendere un' approssima-
iore delle invernali, ma gli errori possono sempre
n paio di gradi.
di richiamo è il fatto che i prospetti che figurano
Iota, danno il mese di Mareo pel mese più freddo
Anche le osservazioni al Theodul dicono la stessa
strano che gli alpigiani ritengono questo fatto
ale, ed in ciò si appoggiano all' osservazione che
ni i camosci scendono in Marzo più basso che negli
per via del freddo intenso. Però le osservazioni al-
l Sonnblick [2]) ed al Berghaus Obir [3]) non confer-
o minimo nel mese di Marzo, e noi crediamo che
e di lunghi periodi, il minimo nell' alta montagna,
fine di Gennaio, od alla prima metà di Febbraio.
annua. — La media annua nei tre metodi viene
11°,3 e — 13°,4. La poca attendibilità dell' ultimo
' accordo nel risultato dei due primi, porterebbe a
errato l' ultimo valore. Però è da osservare che
etodo offre un risultato in eccesso per via del gia
fenomeno dell' inversione della temperatura. Ed in
altre due cifre, una differenza in quel senso è
la vetta potendo essere più fredda del libero spazio
l' evaporazione della neve. Anche il Sig. R. de C.
ovò che la vetta del Ben Nevis è in media di 2° ½
del libero spazio ad egual altezza. Intanto altre
oni portano la temperatura media annua della vetta
Rosa a un valore inferiore ai — 11°. Il Sig. Vallot,
e la temperatura dello strato nevoso profondo a
a invariabile sulla vetta del Monte Bianco fosse
colla temperatura media dell' aria, assegnò alla
a media dell' aria sulla vetta, un valore *un peu*
de — 16°,7 [5]). Deducesi pel Monte Rosa una tempe-
lche po' maggiore di — 15°,1. Il Prof. Hann, con

cò e G. Saija. Saggio di meteorologia dell'Etna pag. 50.
n., loc. cit., pag. 553.
pag. 551.
e, 18, pag. 155, 1903.
s de l'Observ. météor. ecc. du Mont Blanc, vol. 3, pag. 30.

svariati confronti attribuisce alla temperatura dell'aria alla vetta del Monte Bianco il valore di — 14°,0 [1]), onde pel Monte Rosa — 12°,4. Possiamo dunque preventivare per media temperatura annua della *vetta* la cifra di — 13° circa; mentre pel *libero spazio*, secondo i nuovi valori presentati dal Sig. Teisserenc de Bort, accennati nella postilla di pag. 282 spetterebbe il valore di — 12°,1. Ecco così riaperta una questione pur creduta risoluta nel senso che la temperatura media della vetta dovesse essere eguale a quella del libero spazio.

Escursione annua. — La media escursione annua è nei tre metodi eguale a 8°,1 ; 13°,2 e 14°,0. La prima cifra, già lo sappiamo è troppo bassa. Maggiore attendibilità hanno le cifre seguenti, in quanto l'escursione annua al Sonnblick eguale a 14°,7 [2]) ridotta al Monte Rosa colla diminuzione di 0°,22 per ettometro [3]), dà la cifra di 13°,4. E la cifra di 13°,5 è ancora l'escursione data a pag. 282, in base ai nuovi valori raccolti dal Teisserenc de Bort. Crediamo dunque che un'escursione di 13°,6, media delle due sovraccennate, non si discosti di mezzo grado dal valor vero.

Minima e massima assoluta. — Il valore di questi estremi non ha grande interesse scientifico, ma la loro conoscenza torna utile ai preparatori di termografi. Difficilmente la temperatura *minima assoluta* annua dell'aria al Monte Rosa discenderà oltre i — 40°. Nell'inverno 1894-95 un termometro a minima sul Monte Bianco segnò — 43°, ma probabilmente nella neve, senza ricambio d'aria, risentì il fortissimo irradiamento notturno; funzionò cioè da attinometro. Credo quindi non sia lassù indispensabile di ricorrere ai termometri ad alcool, cosa vantaggiosa, perchè i termometri ad alcool richiedono correzioni notevoli. La temperatura *massima* all'ombra potrà salire a + 5° ed eccezionalmente a + 10°. Un'osservazione addì 4 Agosto 1897 diede + 6°; il 30 Luglio 1871 sulla vicina Dufourspitze avrebbesi ottenuto + 9° (!?).

Andamento diurno. — Dall'andamento barografico di due

1) Hann. Climatologie, 1897, pag. 248.
2) Loc. cit.
3) Hann. Lehrbuch. d. Meteor. 1901, pag. 133.

stazioni diversamente alte, il Prof. Hann [1]) dedusse l'andamento termico diurno dello strato d'aria intermedio, e da tale andamento, applicato alle stazioni del Monte Bianco e di Chamounix, potè concludere che l'escursione al Monte Bianco dedotta dai termografi registratori ed eguale in Luglio ed Agosto a 3°,5 era troppo forte e la gabbia meteorica colassù forse non proteggeva abbastanza il termografo dall'insolazione e dalla riflessione della neve.

Tenendo conto di questa deduzione, dobbiamo ritenere che l'*ampiezza diurna periodica* al Monte Rosa sia piccola, forse minore di 2°, massima d'estate, minima d'inverno.

L'ampiezza aperiodica (differenze delle medie estreme) sarà probabilmente maggiore, intorno a 4° circa, e massima in primavera. Per quanto riguarda le *ore degli estremi* non si possono fare presagi. Al Sonnblick il *massimo* ritarda fin' anche le ore 15. All' Ontake (3055 m.) ed al Monte Bianco anticipa verso le ore 13. Il *minimo* al Sonnblick ed al Monte Bianco anticipa di poco sul sorgere del sole, ma in altri siti anticipa di molto. Anzi su varie vette (al Saentis, all' Obir Gipfel, all' Etna) si hanno due minimi, la notte, l' uno a mezzanotte e l' altro al sorgere del sole; ed anche nelle vette prime accennate, dove, nelle medie notturne compare un solo minimo, la tabella o la zona termografica di qualche notte singola, palesa lo sdoppiamento. La spiegazione del fenomeno è incerta ed è da augurare siano le osservazioni al Monte Rosa a far luce su questo vecchio e insoluto problema. A mostrare come questo primo minimo sia indipendente dall' irradiazione, aggiungiamo quanto segue: si sa che l' andamento termometrico, dopo il tramonto, nella massima parte dei luoghi è quello solito dell' irradiamento notturno, esprimibile colla

$$T = To + Ab^t$$

essendo T la temperatura al tempo t dopo il tramonto, A la velocità di raffreddamento, b una costante eguale a 0,86 circa. Ora quando la minima occorre a mezzanotte, l'andamento nelle prime ore della notte accenna ad un raffreddamento più ra-

1) J. Hann, Sitzungsber. der Wiener. Akad. Bd. 103, 1894.

pido, quasi altrettanto rapido come il riscaldamento di giorno. Di conseguenza la causa del raffreddamento non può considerarsi subordinata all' irradiazione, senza che in quelle circostanze venga a mutarsi la b, in contraddizione colla teoria che ne proclama l' indipendenza dalla temperatura, dalla densità dell' aria, ecc.

In quanto alle *escursioni diurne*, cadun giorno, gli esempi abbondano di escursioni non gran che minori della pianura. Addì 9 Settembre 1896 alla punta Gnifetti il termometro da $+3^{\circ}$ il giorno, andò a -7° la notte (Prof. Mosso). Addì 29 Agosto 1892 al Sesiajoch a 4000 m. la temperatura passò rapidamente da $+10^{\circ}$ a -10° circa (comitiva Sella). Il 20 Marzo 1899 alla Punta Roccia (3620 m.) all' improvviso alzarsi del vento, il termometro che era a 0° precipitò a -19° (Sigg. U. Valbusa e C. Grosso). Addì 7 Gennaio 1899 al Gran Paradiso, ad un cambiar di vento, la temperatura scese da -5° a -22° (Ettore Quirico). Sono questi sbalzi di temperatura che rendono inadatte e pericolose al calcolo delle medie mensili le singole osservazioni termometriche fatte dagli alpinisti. E lo stesso materiale che a noi fu utile per un preventivo di temperatura, non sarebbe che materiale di scarto ove si fosse trattato della rigorosa investigazione dell' andamento termico a quell' altezza. A ciò si richiedono annate di osservazioni, precedute da pazienti indagini sulle migliori condizioni d'osservazione.

Non è dunque superfluo ricordare che la misura esatta della temperatura dell' aria sulle alte vette è tema ancora da risolversi e lo è tanto più quello della registrazione termografica continua. D'altra parte è indispensabile conoscere le più intime particolarità termiche delle alte vette, se si vuole essere in grado, per ogni stagione, di ridurre la temperatura della vetta alla temperatura del libero spazio; così da introdurre nelle isoterme dell' alta atmosfera, i dati continui di questa stazione ideale, alla bella altezza di 4560 m.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVII,

Luglio, Agosto, Settembre, Ottobre 1903.

G. *Esperienze sulla resistenza dell'aria* (pp. 30-32). — esperienze eseguite per determinare la resistenza aria a una superficie in movimento conducono a ri- discordi. D' altra parte poichè questa resistenza può lla pressione del vento su una superficie immobile, in vento regolare, la sua determinazione presenta un esse pratico.

bra dimostrato che, per un' azione normale, la pres- porzionale al quadrato V^2 della velocità, almeno fino a condo. Ammettendo che essa sia pure proporzionale e S, si può rappresentarla con $K S V^2$, il coefficiente o la pressione per metro quadrato alla velocità di un condo. Generalmente per K si ammette il valore risultati così ottenuti sono molto esagerati.

leterminazione di K l'A. ha appunto intrapreso varie mpiegando lastre tonde, quadrate e rettangolari, ca- orre Eiffel, e i risultati ottenuti lo portano alle con- uenti :

coefficiente K *cresce colla superficie.*

superficie uguale, il coefficiente aumenta col peri-

coefficiente K *può essere espresso dalla formula*

$$K = 0{,}032 + 0{,}022\, p.$$

medio 0,054, trovato dall'A. per una lastra rotonda di $0^m{,}30$ e per un vento di 40 m. al secondo, è più tti quelli trovati prima.

lastra quadrata della superficie di $m.^2$ 0,10, la for- = 0,06, cioè la metà del valore 0,125 in uso.

ne si riserba di continuare in queste ricerche, esten- e esperienze a superfici più grandi, di contorni ni inclinati e a forme diverse.

OT. *Sulle caratteristiche delle vocali, le gamme voca- intervalli* (pp. 40-43).

DONGIER R. *Sulla misura dei coefficienti di self-induzione per mezzo del telefono* (pp. 115-117).

BLONDLOT R. *Su una nuova azione prodotta dai raggi n e su più fatti relativi a queste radiazioni* (pp. 166-169). — L'azione dei raggi *n* su una piccola fiamma ha indotto l'A. a ricercare se essi non esercitassero un'azione analoga su un corpo solido incandescente. Per questo ha portato un filo di platino del diametro di circa $0^{mm},1$ e della lunghezza di 15 mm. al rosso scuro mediante una corrente elettrica. Su questo filo ha diretto un fascio di raggi *n*, emessi da un becco Auer attraverso schermi di legno e di alluminio, e concentrati da una lente di quarzo. Ha osservato il filo attraverso un vetro smerigliato fissato allo stesso suo supporto e alla distanza di 3 cm. da esso. Ha così constatato anche in questo caso l'esistenza dei varii fuochi, già constatati cogli altri procedimenti: in questi fuochi la macchia luminosa osservata sopra il vetro aumentava di splendore, per diminuire non appena si interponeva sul tragitto dei raggi *n* uno schermo di piombo, o anche semplicemente la mano.

Risultati identici l'A. ha ottenuto sperimentando, anzichè con un filo di platino, con una lamina dello stesso metallo, dello spessore di $6^{mm},1$, inclinata di 45° sul piano orizzontale e portata parzialmente al rosso scuro mediante una piccola fiamma di gas posta al disotto di essa. Da questa esperienza ha rilevato il fatto importante, che i raggi *n* emessi dal becco Auer, che non attraversano il platino freddo, lo attraversano invece quando sia reso incandescente.

I differenti effetti inoltre prodotti dai raggi *n* (azione sulla scintilla, sulla fiamma, sulla fosforescenza, sulla incandescenza) hanno fatto pensare che questi raggi *n* potessero riscaldare i corpi sottoposti alla loro azione. Le esperienze più accurate istituite dall'A. allo scopo di delucidare questa quistione lo hanno portato a concludere nel modo più assoluto che l'aumento di splendore prodotto dai raggi *n* non è dovuto ad aumento di temperatura.

LANGEVIN P. *Sulla legge di ricombinazione degli ioni* (pp. 177-179). — Se p e n sono le densità in volume delle cariche portate dagli ioni positivi e negativi, la ricombinazione obbedisce alla legge

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha p n,$$

dove α è il *coefficiente di ricombinazione* indipendente dal campo che esiste nel gas. L'A. trova che, a pressioni inferiori alla pressione atmosferica, *quel coefficiente è proporzionale alla pressione.*

Prove sulla commutazione nelle dinamo a corrente 179-182). — Nello studio sperimentale della com· interessante studiare le seguenti quistioni:
riazione della intensità della corrente nella sezione in , durante la durata della commutazione.
riazione della f. e. m. indotta nella sezione.
riazione della caduta di tensione tra una spazzola e el collettore, durante il tempo in cui la lamina tocca

riazione della caduta di tensione tra una spazzola e lungo la spazzola, per una posizione determinata del ciò per più posizioni di esso).
studiato queste diverse questioni, per regimi diversi ento, sperimentando su una dinamo tetrapolare di v., 900 $\frac{g}{}|_{m}$.
rve ottenute per la variazione della f. e. m. indotta ato che il termine $L\frac{di}{dt}+\Sigma M\frac{di_k}{dt}$, che proviene dal elf-induzione e di induzione mutua, ha una impor- derante, quando la dinamo è percorsa da una forte

rappresentanti la caduta di tensione fra una spaz- mina del collettore hanno mostrato che, quando le nella linea neutra, facendo variare l' intensità della a macchina, la caduta di tensione, che non varia posizioni nelle quali la lamina è per intero ricoperta a, aumenta rapidamente all' uscita della lamina da zola, coll' aumentare della corrente, cioè colla tendenza ne di scintille. Spostando le spazzole, le cadute di entrata e alla uscita variano in senso contrario: la sione all' uscita diminuisce quando si fanno avanzare el senso di rotazione della macchina: il contrario andole in senso contrario.
ne ha ottenuto anche le curve relative alla distribu- aduta di tensione tra la spazzola e il collettore per posizioni di quest' ultimo: per le posizioni intermedie state ottenute per interpolazione.
va infine come si abbia così un nuovo metodo per lo variazione della intensità della corrente in una spira nito, e che di più dà l' intensità della corrente nello in tutte le bobine in corto circuito contempora-

Osserva infatti che per la legge di Kirchhoff, si arriva al formula

$$i = I - \int_0^s \delta\, ds \quad \text{o} \quad i = I - l \int_0^{x_1} \delta\, dx,$$

l essendo la lunghezza di una lamina coperta dalla spazzola, l'arco di circonferenza del collettore tra il principio della spazzola e la fine dell'ultima lamina che precede la spira in cor circuito, percorsa dalla corrente i, I la corrente in una branc dell'indotto, e δ la densità al punto situato alla distanza x d principio della spazzola per la posizione considerata del collettor

Ora, avendosi $e = a + b\,\delta$, dove e è la caduta di tensione t la spazzola e il collettore al punto in cui la densità è δ, e a e sono costanti facili a determinarsi, si ha

$$i = I - \frac{l}{b} \int_0^{x_1} (e - a)\, dx.$$

MESLIN G. ***Influenza della temperatura sul dicroismo dei li quidi misti e verifica della legge degli indici*** (pp. 182-184). — I virtù della legge degli indici il segno del dicroismo cangia c segno della differenza delle rinfrangenze dei due corpi in pr senza. Ora, poichè un aumento di temperatura agisce differente mente sugli indici del solido e del liquido che si associano, e a tenuando più fortemente l'indice di questo può renderlo inferior all'indice del solido, se la legge degli indici detta è vera, dovr in questo caso effettuarsi il cangiamento di segno del dicroism

È quello che l'A. ha verificato esperimentando alla tempera tura da 20° a 60°. Ha infatti trovato che se l'indice del liqui non sorpassa per più di 0,02 quello del solido alla temperatu ordinaria, si aveva una inversione nel segno del dicroismo. S questa differenza poi raggiunge o sorpassa 0,02 si ha soltanto u indebolimento nel dicroismo, fenomeno questo che si avverte tan nel caso del dicroismo spontaneo, quanto in quello magnetico. H trovato infine che può avvenire, come infatti avviene pel miscugli di carbonato di potassio ed essenza di trementina, che un liquid inattivo alla temperatura ordinaria per la troppo piccola differen tra gli indici diventa dicroico a caldo in conseguenza della diffe renza avvenuta fra le rinfrangenze.

CAMICHEL C. ***Sulla spettrofotometria fotografica*** (pp. 184-186

MESLIN G. ***Sulla misura del dicroismo dei cristalli*** (pp. 24 248). — L'A. definisce ***dicroismo bianco*** quello che possono pr

cristalli, i quali pure avendo un assorbimento va-
irezione, assorbono ugualmente i diversi colori per
immagini, differenti soltanto per la diversa inten-
are questa proprietà che può sfuggire alla osserva-
, l'A. ha ricorso a un dispositivo che dà origine ai
nel caso accennato.

io da cui l'A. è partito è che se si fa cadere un
naturale su uno di que' cristalli, per es. su un cri-
il cui asse sia orizzontale, le due componenti V e
ente uguali, saranno disugualmente modificate dal-
; esse costituiranno, all'uscita, un fascio di luce
polarizzato che, ricevuto su un polariscopio a tinte,
orazioni caratteristiche.

tivo adottato dall'A. è un polariscopio a lamina bi-
polariscopio di Arago nel quale la lastra di cristallo
tituita colla doppia lamina a due rotazioni di cui
birifrangente fornisce due immagini. Ruotando questo
45° dall'asse del cristallo da studiare, si porta una
nagini a formarsi a dritta e al disopra dell'altra, e
zione le differenze di colori appariscono più net-
ristalli dicroici.

rare questo dicroismo basta constituire la luce
rischiara l'apparecchio con un fascio di luce polariz-
nte una lamina spessa di quarzo tagliato parallela-
; la depolarizzazione è completa quando il polariz-
dagli assi della lamina; intercalando allora il cri-
entemente orientato, si generano i colori e si ruota
e fino alla loro sparizione; le due componenti V e H
suguali fra loro, poichè le ampiezze ritornano in se-
quando si modificano per assorbimenti diversi nel
si designano quindi con A_v e A_h i coefficienti che
e ampiezze, si ha, quando la luce naturale è rico-

$$VA_v = H\,A_h \quad \text{donde} \quad \frac{A_h}{A_v} = \frac{V}{H} = \operatorname{tg} \alpha\,,$$

ngolo che definisce la posizione del polarizzatore
alla lamina depolarizzante. Si potrà così dedurre
te la differenza dei coefficienti di assorbimento della
lina.

stalli colorati e per quelli il cui assorbimento varia
ne dello spettro per le diverse direzioni di vibra-
metodo non è utilizzabile, e l'A. ha modificato quel

dispositivo adottando un polariscopio a frange, intercalando vetri colorati e, producendo la sparizione delle frange, ha misurato il dicroismo nelle diverse regioni dello spettro. Per i piccoli cristalli infine, l'A. ha utilizzato il sistema convergente, convenientemente modificato, di un microscopio polarizzante il cui oculare era rimpiazzato dal polariscopio di Sénarmont.

CHAUDIER J. *Del dicroismo elettrico dei liquidi misti* (pp. 248-250). — L'A. ha ricercato se altri liquidi misti, oltre il solfuro di carbonio e l' ebantina studiata dal Meslin, piazzati in un campo elettrico presentavano la proprietà di modificare la luce naturale, in modo analogo a quanto ha trovato il Meslin per il campo magnetico.

I risultati ottenuti dall'A. sono i seguenti:

I liquidi che entrano nella composizione dei miscugli attivi sono composti non ossigenati, a costante dielettrica poco elevata: in generale i liquidi a costante dielettrica elevata, associati a solidi diversi, non danno dicroismo apprezzabile.

I solidi attivi presentano, senza eccezione, una struttura cristallina.

Il fenomeno sembra dipendere dalla costituzione fisica delle particelle cristalline.

Il dicroismo elettrico, come quello magnetico, è suscettibile di essere caratterizzato da un segno; ma, per uno stesso solido, il dicroismo può essere positivo o negativo secondo il liquido che lo tiene in sospensione.

Associando solidi diversi a uno stesso liquido possono prodursi cangiamenti di segno, e da queste inversioni risulta che, nel campo elettrico, come nel campo magnetico, il segno del dicroismo dipende dai due costituenti dei liquidi misti, e che l' effetto osservato è un effetto relativo.

Il dicroismo dei liquidi attivi tanto nel campo magnetico quanto nel campo elettrico, non ha sempre lo stesso segno. Di più, le modificazioni subite all' uscita dal liquido dalle componenti principali della luce parallele e perpendicolari alle linee di forza del campo, sono diverse nel campo magnetico e nel campo elettrico. Mentre la luce emergente è polarizzata in generale rettilineamente nel campo magnetico, essa è polarizzata ellitticamente nel campo elettrico e l'A. ha osservato una birifrangenza notevole con tutti i liquidi esaminati.

CLAUDE G. e DEMAUSSY E. *Sulla separazione dei miscugli gassosi per mezzo della forza centrifuga* (pp. 250-253). — A proposito delle ricerche eseguite da fisici italiani e francesi sulla separazione dei miscugli gassosi, e in particolare sulla estrazion

ll' ossigeno dall' aria, i cui risultati sarebbero a detta molto più rilevanti di quelli ottenuti precedente- A. in ricerche simili, gli A. hanno di nuovo intra- lio di quella quistione colla massima cura possibile do con tutte le precauzioni desiderabili. I risultati ano gli A. a concludere che se in un miscuglio gas- denza a separarsi per mezzo della forza centrifuga vi è capace che di produrre modificazione dell'ordine rrori di esperienza. A questo riguardo gli A. osser- ebbe utile e interessante verificare dal punto di vista dei gas se la contradizione tra le loro conclusioni e altri esperimentatori, dipendesse soltanto dagli appa- ma diversa adottati.

modo, gli A. concludono, bisognerebbe che fossero i risultati degli altri sperimentatori, e fino ad al- ammettere che la separazione dei miscugli gassosi ella forza centrifuga non può dare che risultati infi- feriori a quelli ottenuti per mezzo della liquefazione.

LOT. ***Relazioni tra le pile a più liquidi*** (pp. 285-290). di un elemento di pila, M | A | M′, a un solo liquido rodi sono costituiti da due metalli diversi, se α_A rap- . e. m. corrispondente alla somma dei tre potenziali ontatti M A, A M′, M M′, e β_A quella per lo stesso li- elettrodi M′ e M″ e γ_A per M e M″, il calcolo indica e forze la relazione

$$\alpha_A + \beta_A = \gamma_A ,$$

l'A. ha verificato sperimentalmente in modo gene- ersi liquidi A, B, C, ...

a Nota l'A. si propone di stabilire una relazione ana- *priori* che esperimentalmente, per gli elementi di i dalla reazione di due liquidi, A e B, contenuti in ersi, ad es. concentrici, e di mostrare come la f. e. m. nto di pila a due liquidi è legata a quelle degli ele- sol liquido, i due elettrodi supposti differenti fra loro. ando da questa seconda parte l'A. dimostra, e verifica mentalmente, che se con α_{AB} si indica la f. e. m. di a due liquidi e due elettrodi differenti, e con α_A va a un elemento a un solo liquido, si ha la relazione:

$$\alpha_{AB} + \alpha_{BA} = \alpha_A + \alpha_B$$

che la somma dei potenziali sviluppati al contatto dei

due liquidi nell' elemento considerato e nel suo reciproco M|A,B|M siano uguali e di segno contrario.

Passando quindi agli elementi di pila, costituiti ciascuno dalla reazione di due liquidi A e B, tenendo le solite notazioni, l'A. ottiene la relazione

$$\alpha_{AB} + \alpha_{BA} + \beta_{AB} + \beta_{BA} = \gamma_{AB} + \gamma_{BA} . \tag{2}$$

E ricordando la relazione constatata nella sua precedente Nota tra la f. e. m. delle pile a due liquidi e due elettrodi diversi, con quelle delle stesse pile a elettrodi identici, e indicando con

a_{AB} la forza dell' elemento M | AB | M
δ_{AB} » M' | AB | M'
f_{AB} » M" | AB | M"

l'A., dal confronto degli elementi M M' diversi con quelli a elettrodi identici stabilisce le relazioni

$$\left\{\begin{aligned} \alpha_{AB} - \alpha_{BA} &= a_{AB} + \delta_{AB} , \\ \beta_{AB} - \beta_{BA} &= \delta_{AB} + f_{AB} , \\ \gamma_{AB} - \gamma_{BA} &= f_{AB} + a_{AD} . \end{aligned}\right. \tag{3}$$

e dalle (1) e dalle (3) riunite ricava le relazioni

$$2\, x_{AB} = (a_{AB} + \delta_{AB}) + (x^{A} + \alpha_{B})$$
$$2\, x_{BA} = -(a_{AB} + \delta_{AB}) + (x_{A} + \alpha_{B}).$$

relazioni suscettibili di essere utilizzate nelle verifiche.

Tenendo quindi conto soltanto delle inversioni tra i duc elettrodi terminali, per gli elementi di pila costituiti da liquidi identici e disposti nello stesso ordine relativo, l'A. mostra che le relazioni (2) e (3) sono applicabili alle pile a 3, 4, 5... liquidi contenuti in vasi porosi concentrici, o consecutivi.

Nel caso infine degli elementi di pila constituiti da tre liquidi identici, ma distribuiti in ordine diverso, con elettrodi identici M M, indicando con

a_{ABC} la f. e. m. corrispondente a M | ABC | M
a_{BAC} » M | BAC | M
a_{ACB} » M | ACB | M

e con

a_{AB} » M | AB | M etc.

che esiste la relazione:

$$a_{BAC} + a_{ACB} = a_{AB} + a_{AC} + a_{BC} \text{ (elettrodi M M')}.$$

esse riserve, tra le pile a tre liquidi e le pile a un due elettrodi diversi M M', trova la relazione:

$$_{A} + \alpha_{BAC} + \alpha_{CAB} + \alpha_{ACB} + \alpha_{BCA} = 2(\alpha_A + \alpha_B + \alpha_C).$$

sidera infine il caso generale di un elemento di pila a una serie di *n* liquidi concentrici o consecutivi A_1, $_n$, compresi tra due elettrodi M e M', la cui f. e. m. $_n$, e il numero degli elementi che possono risultare azioni diverse di questi elementi ed elettrodi sia rap- 1, 2, 3,... *n*. Ammettendo le compensazioni suac- e differenze di potenziale dei liquidi in contatto, l'A. tra la somma delle f. e. m. degli elementi a *n* li- e degli elementi a un solo liquido compresi tra gli di esiste la relazione:

$$\ldots_{A_n} = 1, 2, 3 \ldots (n-1) \{\alpha_{A_1} + \alpha_{A_2} + \ldots + \alpha_{A_n}\}.$$

LOT. *Osservazioni relative alle relazioni tra le pile gli stessi liquidi, compresi tra due elettrodi diversi o* 291-292). — In questa Nota l'A. riporta i risultati diversi elementi di pila, terminati da due elettrodi ersi, e con liquidi della stessa concentrazione mo-

re sono state fatte su sistemi a tre liquidi e due ersi, di cui almeno uno è ciascuna volta in contatto do diverso; con due sistemi a liquidi, e con un li-

ole l'A. rileva che le pile Zn Cu e reciproche offrono a poco identici, malgrado la diversità dei liquidi in ciascun metallo. Inoltre questi valori sono press'a si per le pile a due liquidi e per quelle a un liquido la f. e. m. dipendesse solamente dai due metalli, a il liquido in contatto. Questa relazione è stata os- A. anche in sistemi a tre liquidi, eccettuati quelli nei odo Zn è in contatto con un alcali libero, o con un Le differenze sono più marcate, quando il platino egli elettrodi, senza essere tuttavia considerevoli.

erva che ci si può rendere conto fino a un certo ste osservazioni, notando che i valori osservati sem- dere sopratutto dalla differenza elettrica che risulta

dal contatto dei due metalli coll' ossigeno dell' aria, cioè dalla differenza dei loro calori di ossidazione, piuttosto che dalla natura dei liquidi in contatto con quei metalli, la quale ha una influenza secondaria.

Rileva che da questo risulterebbe una diversità essenziale tra le f. e. m. degli elementi di pila a due elettrodi metallici diversi, i quali dipenderebbero principalmente dalla opposizione dei due metalli estremi, l' influenza dei contatti tra liquidi e metalli essendo subordinata, e le f. e. m. degli elementi di pila a elettrodi identici, le quali dipendono al contrario dai contatti fra uno stesso metallo e due liquidi diversi.

Macé de Lepinay J. e **Buisson H.** ***Sui cangiamenti di fase per riflessione normale nel quarzo sull' argento*** **(pp. 312-314). —** Per la misura dei grandi spessori, secondo il metodo ideato dagli A. [1]), si osservano gli anelli delle lamine spesse a facce parallele, sia in luce riflessa, sia in luce trasmessa, nel quale ultimo caso le due facce della lamina devono essere leggermente argentate.

In luce trasmessa i diversi sistemi di anelli dovuti alla radiazione principale e alle altre si separano, ed è possibile di eseguire la misura esclusivamente sulla radiazione principale. Ma in questo caso dei due fasci interferenti uno ha attraversato direttamente la lamina, l' altro si è riflesso due volte nell' interno della lamina sull' argento. Ora, ciascuna di queste riflessioni sotto incidenza normale è accompagnata da un cangiamento di fase, relativamente alla riflessione nell' aria, che modifica l' ordine di interferenza. Importava quindi conoscere il valore, e per questa ricerca gli A. hanno utilizzato il dispositivo stesso delle misure di spessore, impiegando due metodi.

« Col primo metodo la lamina studiata è argentata simulta-
« neamente sulle due facce a metà dell' altezza soltanto. È coperta
« da uno schermo munito di due piccole aperture: l' una, A, da-
« vanti alla parte argentata; l' altra B, davanti alla parte scoperta.
« Una immagine monocromatica della sorgente luminosa (tubo di
« Michelson) cade sull' apertura B. Si misura in luce riflessa il
« diametro d_0 del primo anello scuro. Spostando la lamina, in modo
« da sostituire l' apertura A a B, si misura in luce trasmessa il
« diametro d_2 del primo anello brillante.

« Se ne deducono gli ordini di interferenza al centro, $p_0 + h d_0^2$
« nel primo caso e $p_2 + hd_2^2$ nel secondo, p_0 e p_2 essendo numeri
« interi, di cui uno almeno è incognito, e h è un coefficiente noto.

1) C. R., t. 135, p. 283.

rte una piccola correzione, corrispondente alla diffe-
gli spessori in A e B, l'accrescimento dell'ordine di
za dovuto alle due riflessioni quarzo-argento è dato da

$$p_2 - p_0 + h(d_2^2 - d_0^2) = q_2 + \varepsilon_2$$

intero e ε_2 è frazionario.
to numero misura il ritardo di fase, valutato in pe-
dotto dalla doppia riflessione.
secondo metodo, la regione A non è argentata che su
facce, quella che è opposta alla sorgente, e si misu-
ametri degli anelli scuri riflessi, d_1 in A e d_0 in B.
a correzione delle differenze di spessore, il ritardo di
otto questa volta da una sola riflessione, è

$$p_1 - p_0 + h(d_1^2 - d^2) = q_1 + \varepsilon_1 .$$

uesti due metodi il primo è da seguirsi nel caso di
ntature, il secondo, nel caso di argentature deboli. Si
così le migliori condizioni di visibilità degli anelli ».
riportano i risultati ottenuti per le radiazioni rosso,
u del cadmio in una tabella unica, che si estende
tature deboli fino a quelle che sono quasi opache.

i argento in $\mu\mu$	R	V	B
73	»	0,63	0,65
40	0,65	0,65	0,67
37	0,63	0,64	0,65
31	0,59	0,63	0,64
15	0,51	0,63	0,63
13	0,50	0,56	0,57
7	0,20	0,31	0,36
5	0,13	0,18	0,30

same di questi numeri gli A. traggono le conclusioni

er ciascuna radiazione, l'eccesso frazionario ε_1 tende
collo spessore di argento. Poichè avviene lo stesso del
o di fase $q_1 + \varepsilon_1$, ne viene che $q_1 = 0$. Si tratta dunque
do di fase, i cui valori si confondono con quelli di ε_1
dalla tabella precedente.
uesto ritardo di fase cresce dapprima collo spessore
di argento, ma non tarda a raggiungere un valore li-
ndente dallo spessore.

3° Questo valore limite dipende poco dalla lunghezza di onda. Esso cresce leggermente quando questo diminuisce.

Legros V. *Focimetro fotogrammetrico per l' ottica microscopica* (*apparecchio verificatore dei microscopi*) (pp. 314-316).

Wickershеimer E. *Nuove leggi di tonometria, che si possono dedurre dalle esperienze di Raoult* (pp. 319-322). — Le due leggi enunciate dall'A. sono:

1ª *Le quantità di calore necessarie per separare da una dissoluzione una stessa frazione del dissolvente allo stato solido e allo stato di vapore sono nel rapporto del quadrato delle temperature assolute di congelazione e di ebullizione.*

2ª *Qualunque sia la sostanza fissa (non elettrolita) disciolta in un dissolvente dato, la densità del vapore saturo della dissoluzione è costante, cioè indipendente dalla natura e dal peso della sostanza disciolta, quando la dissoluzione è diluita.*

Bouzot A. *Curve di pressione dei sistemi univarianti che comprendono una fase gassosa* (pp. 322-324). — Riassumendo l'A. conclude che si possono distinguere quattro gruppi di sistemi univarianti: il gruppo I dei sistemi sol $\rightleftarrows$ liq + gas, il gruppo II dei sistemi sol $\rightleftarrows$ sol + gas e dei sistemi sol $\rightleftarrows$ gas, il gruppo III dei sistemi liq $\rightleftarrows$ liq + gas e dei sistemi liq $\rightleftarrows$ gas, il gruppo IV dei sistemi liq $\rightleftarrows$ sol + gas. A questi quattro gruppi si applica la legge: *il rapporto delle temperature assolute corrispondenti a una stessa pressione in due sistemi qualunque dello stesso gruppo è costante qualunque sia la pressione.*

L'A. osserva che questa legge è, per la formula di Clapeyron, equivalente all' altra: *la variazione di entropia che risulta dalla messa in libertà di una molecola di gas sotto una pressione determinata ha lo stesso valore per tutti i sistemi di uno stesso gruppo.* L'A. aggiunge anche, che le variazioni di entropia che corrispondono al passaggio di una molecola dallo stato solido o dallo stato liquido allo stato gassoso sotto una pressione determinata decrescono dal gruppo I al gruppo IV.

Sebert. *Sulla aereodinamica e la teoria del campo acustico* (pp. 357-362). — L'A. comincia coll' osservare che la Nota del Charbonnier sulla teoria del campo acustico, e quella, di cui ci occupiamo più sotto, sull' applicazione di quella teoria all' attrito interno dei gas, sono tali da richiamare di nuovo l'attenzione sui fenomeni sonori, ancora poco noti, che si producono al passaggio, nell' atmosfera, di mobili animati da movimenti molto rapidi, e sulle conseguenze che la conoscenza di que' fenomeni possono portare per la teoria acustica e per l' aereo-dinamica in generale.

quindi la storia della quistione fino ad oggi, riassume el Charbonnier, che all'A. sembra definitiva e completa.

ONNIER P. *La teoria del campo acustico e l'attrito in-us* (pp. 378-380). — « L'*attrito interno* o *viscosità* dei surato e posto in evidenza per mezzo del movimento le un piano solido S_1, in riposo, quando in prossimità n' altra superficie solida piana, S_0 e parallela è animata ovimento determinato nel suo piano. La teoria cinetica ttribuisce questa trasmissione di movimento alla pene-li strato in strato nel mezzo di molecole gassose ani-contatto della superficie S_0, di una certa velocità ».

A. mostra come la teoria del campo acustico dia una molto più semplice del fenomeno, attribuendolo alle parallele alle velocità V della lastra δ_0, trasmesse, at-li strati gassosi, alle particelle della lastra δ_1.

ulta, secondo l'A., che non esiste, propriamente par-roprietà fisica del gas alla quale possa attribuirsi il trito interno, e che le misure colle quali si cerca di o non danno che il valore del coefficiente di attrito solido impiegato come superficie fissa, per il quale va la velocità di un punto della lastra, per avere la ve- strato gassoso prossimo ad essa.

J. *Sul fenomeno aereodinamico prodotto dal tiro dei randinifughi* (pp. 397-398). — Nel tiro dei cannoni ghi l'A. ha osservato che, oltre il rumore del colpo, si ilo che, per la sua natura e per le sue variazioni se- traiettoria irregolare, ricorda il sibilo di un razzo aria.

sserva che tale fenomeno è collegato al notevole proiet- che si forma in que' tiri, e dichiara di averne intra- cura lo studio, riferendosi ai principi svolti dallo r.

ELOT. *Pile a più liquidi diversi con elettrodi metallici* . 421-430). — Dopo avere mostrato, nella sua precedente lazioni esistenti tra le f. e. m. degli elementi di pile a etallici diversi, costituite da 1, 2, 3, ... *n* liquidi concen-secutivi, l'A. ha rivolto i suoi studi sugli elementi di liquidi, terminati da elettrodi identici, e in questa ita a riportare i risultati relativi soltanto agli elementi due liquidi distinti ed estremi, cioè in contatto cogli etallici, sono gli stessi per i diversi tipi. I metalli A. sono: zinco, rame e platino. Tutte le dissoluzioni

possiedono concentrazioni equivalenti: 1^{mol} 5^{l} per i corpi monovalenti, 1^{mol} 10^{l} per i corpi bivalenti.

Iniziando i suoi studi dagli elementi terminati da due sali chimicamente neutri, l'A. ha rilevato la generale piccolezza delle f. e. m. In alcuni casi, nei quali esse sono quasi nulle, o molto prossime a zero, il segno elettrico s'inverte dopo qualche minuto.

L'A. mostra come questi risultati siano conformi alla interpetrazione data nella Nota precedente dei valori notevoli della f. e. m. osservata con un elemento terminato da due elettrodi metallici diversi.

L'A. fa rilevare anche che la *quasi identità dei potenziali totali* osservati colle pile a 2, 3, 4, 5 liquidi, terminati dagli stessi liquidi, in contatto cogli stessi elettrodi, ***non implica affatto che i singoli potenziali sviluppati al contatto dei liquidi intermedi, presi due a due, siano nulli o piccolissimi. Infatti, questa identità risulta dalle compensazioni***, attribuibili per la maggior parte alla legge dei contatti.

Esaminando quindi un elemento terminato a uno dei poli da un acido e all'altro polo da un sale neutro, l'A. ha trovato che essendo da una parte l'acido borico e dall'altra il solfato di zinco o di rame, liquidi estremi, la loro influenza sul valore assoluto del potenziale è analoga a quella dei sali neutri, cioè quasi nulla. Non così avviene per l'acido solforico, nel qual caso le differenze di potenziale sono accresciute, senza acquistare tuttavia valori eccessivi. Questo avviene specialmente cogli elettrodi di platino.

Nel caso degli elementi considerati le differenze fra i gruppi a due liquidi e a tre liquidi sono più marcate che nel caso precedente. L'A. attribuisce ciò in gran parte alla maggiore difficoltà di eliminare le complicazioni attribuibili al miscuglio dei liquidi attraverso la parete porosa, avendo constatato che la minima traccia di acido solforico, o di un acido forte, aggiunta a un sale neutro, fa variare la f. e. m. molto più rapidamente dell'aggiunta di sali neutri in piccola proporzione.

Passando quindi al caso di un sale neutro e un alcali, l'A. ha constatato che, contrariamente a quanto avviene per i sistemi in cui gli elettrodi sono in contatto con due soluzioni saline, i potenziali hanno valori notevoli. Ne conclude che il contatto di un alcali coi metalli adoperati esercita una influenza particolare, che l'A. attribuisce alla relazione elettrochimica speciale che esiste fra gli ossidi di questi metalli, zinco, rame, platino e la base alcalina.

fine ha studiato il caso di un acido libero opposto a
pera, *vis-a-vis* di due elettrodi metallici identici, in
elemento di pila, e in questo caso ha constatato che è
relazione fondamentale tra le pile formate di diversi
rati. Ha rilevato ancora che i valori sono considere-
l'A. attribuisce alla influenza esercitata dall'acido a
dall'alcali all'altro polo; influenze che tendono a som-
entrare in discussioni che potrebbero farsi a questo
A. si limita a constatare una volta di più la verifica
, in condizioni chimiche le più diverse, della legge
in quanto è applicabile alle catene liquide.

s B. *Sulla influenza dei nuclei metallici delle bobine*
). — La sensibilità del riscaldamento dei poli alle
ella self-induzione del circuito di scarica ha servito
studiare l'influenza dei nuclei metallici delle bobine
zione. Gli A. hanno studiato così l'influenza del ferro,
e del rame.

ati di questi studi sono i seguenti:

influenza di un nucleo dipende dalla forma della bobina.
ue nuclei di dimensioni uguali, ma uno pieno e l'altro
hanno lo stesso effetto sulla scarica.

azione di un nucleo diminuisce quando la self-indu-
ta, e aumenta insieme col suo diametro (almeno fino a
nite).

n nucleo può non avere alcuna influenza. Così, un nu-
ne del diametro di 20 mm., o di rame del diametro di
rodotti in una bobina di 0,0006 henry, non hanno al-
nza.

azione di un nucleo dipende dalla temperatura dei
oro natura, dalla distanza esplosiva.

n nucleo di ferro ha un' azione più forte di un nucleo
questo è più forte di quella di un nucleo di rame.

DRES H. *Semplicità degli spettri della luce catodica*
ati e carbonati (pp. 457-463). — L'A. ha già altra
diato la luce catodica nell'aria e nell'azoto, e ha rile-
ra il suo spettro speciale, che è uno spettro di bande.
ora previsto che la banda più forte (λ 391) doveva
nsa nell'aurora boreale terrestre, come più tardi è
ato dal Paulsen.

ripetuto ora la stessa ricerca nei gas ossido di car-
carbonico e acetilene puro, i quali erano illuminati

t 103, 1886, p. 375.

nei tubi spettrali, a parte capillare e a elettrodi di alluminio, chiusi da una lamina di quarzo. Per ciascun gas, ha fatto due prove distinte: una prova che offriva sovrapposti gli spettri della parte capillare e della guaina negativa, con una pressione del gas prossima a 3 mm., una seconda prova che presentava sovraposti due spettri della parte capillare, ottenuti l' uno alla pressione di 3 mm., l' altro a una pressione inferiore a $^{1}/_{20}$ di mm. Il confronto di due spettri su ciascuna prova faceva rilevare le righe e le bande proprie alla luce catodica.

Ha così constatato che nella parte luminosa e nella prima metà della regione ultravioletta (da λ 400 a λ 300), la luce catodica o negativa offre press' a poco lo stesso spettro della positiva; ma, nella seconda metà dello spettro ultravioletto (da λ 300 a λ 200), essa presenta uno spettro speciale caratteristico, che è un nuovo spettro di bande che si aggiunge ai cinque spettri di bande del carbone già noti. Questo nuovo spettro è sopratutto netto e intenso coi composti ossigenati.

L'A. ha determinato le lunghezze d' onda e i numeri di vibrazione del principio delle nuove bande, per confronto collo spettro del ferro di Kayser e Runge. Nella tabella seguente sono riassunti i risultati delle misure, e nell' ultima colonna di essa è indicato il prisma impiegato, se di quarzo cioè o di spato d'Islanda, e il numero di essi.

Intensità (la massima è indicata con 10)	Lunghezza di onda riferita al vuoto λ	Numeri di vibrazioni riferiti al vuoto N	Dispersione impiegata
4	2190,51	45651,4	1 qu.
7	2300,36	43473,4	2 sp.
7	2325,93	42995,5	2 »
4	2353,23	42496,5	2 »
8	2420,29	41318,8	2 »
8	2446,79	40872,9	2 »
4	2475,10	40403,6	2 »
3	2505,39	39915,0	1 »
5	2551,20	39198,1	2 »
6	2578,89	38784,6	2 »
4	2607,95	38344,8	1 »
4	2639,63	37884,6	1 »
2	2694,80	37108,7	1 »
3	2723,06	36723,5	1 »
1	2753,65	36315,5	1 »
1	2786,51	35887,1	1 »
10	2883,86	34675,3	2 »
10	2897,11	34516,8	2 »

osservato che le prime sedici bande sono tutte simili
so il rosso, e in questa Nota si occupa soltanto di
rando le ultime due, molto intense, che vanno de-
due sensi e hanno una struttura diversa. L'A. crede
queste due bande, osservate soltanto nel caso di
genati del carbone siano dovute all'ossigeno.
ne di queste bande l'A. ha rilevato che lo spettro
tivo è formato dalla ripetizione di righe semplici,
li altri cinque spettri di bande osservati al polo po-
rmati dalla ripetizione di righe doppie o da aggrup-
più complicati. Simili differenze ha trovato anche
'A. riassumendo conclude che *nel gas azoto e del*
ıce catodica ha una semplicità notevole, proprietà
probabilmente generale, e che dovrà ricercarsi negli

alla natura intima del fenomeno l'A. ricorda le ra-
indicate fin dal 1890, che fanno dipendere dalla
lla formula chimica del gas illuminato, il numero e
nto delle righe la cui ripetizione forma gli spettri
i numerosi spettri del carbone e dell'azoto sono
allotropici diversi dei corpi semplici o a combina-
menti dell'acqua. In queste condizioni, secondo l'A.
polo positivo, formati dalla ripetizione di righe
ispondono a vere molecole formate da più atomi; gli
vi, al contrario, sono dovuti a un atomo unico: così
ude che, *quando il raggiamento catodico, che, se debole*
è abbastanza forte per illuminarli e dare uno spettro
li decompone nei loro elementi chimici i più semplici.
. Condizioni che determinano il segno e la grandezza
zione per contatto (pp. 513-514). — Per studiare il
andezza della carica che assume un solido per con-
iquido, l'A. ha continuato a osservare il movimento
uguale e contraria imprime a questo liquido sotto
campo elettrico (osmosi elettrica).
i di questi e degli studi precedenti sono dall'A.
:
mosi elettrica dà un mezzo facile di studiare la ca-
o tra un solido qualunque e un liquido.
ta carica è in media molto più grande, quando il
ono ionizzante, come l'acqua. Essa è dovuta a ioni
iquido.
i ioni direttamente molto attivi, nell'acqua, sono gli
$^-$. Ciascuno di essi carica la parete del suo segno.

Quando le loro azioni sono comparabili a concentrazione uguale, la parete non assume carica nell' acqua pura, e la sensibilità del fenomeno per un leggero eccesso di acido o di base raggiunge o sorpassa quella del tornasole. Altrimenti, il punto di neutralità è spostato, come avviene con alcuni indicatori colorati.

d) Ogni iono positivo polivalente diminuisce l' azione degli ioni OH^- presenti, e ogni iono polivalente negativo quella degli ioni H^+. Questa azione *paralizzante* aumenta colla concentrazione, e sopratutto colla valenza.

L'A. quindi ricorda i risultati di altri esperimentatori, paralleli a quelli da lui ottenuti, e che sono:

b') I colloidi in soluzione nell' acqua sono probabilmente formati da *granuli* caricati elettricamente (Picton e Linder).

c') Il segno di questa carica è talvolta estremamente sensibile al più leggero eccesso di acido o di base (Hardy).

d') I colloidi sono *coagulati* per l' aggiunta di elettroliti: questa azione *coagulante* diventa molto grande quando l' elettrolito aggiunto contiene un iono polivalente di segno opposto a quello del colloide, tanto più grande quanto più è elevato il valore di questo iono.

Da questo parallelismo l'A. sperà di potere dedurre diversi progressi nella teoria fisico-chimica dei colloidi e, per conseguenza, della materia vivente.

TURPAIN A. *Sul funzionamento di* cohereurs *associati* (pp. 562-564). — L'A. ha innanzi tutto constatato che la ***sensibilità di un coherеur in circuito chiuso è assai maggiore di quando esso è in circuito aperto***, cioè se, al momento della emissione delle onde, uno solo degli elettrodi del cohereur è collegato all' antenna e a un polo della pila la cui corrente deve poi attraversarlo, mentre l'altro elettrodo del cohereur è isolato.

Passando quindi al caso di più cohereurs ***associati in derivazione***, uno degli elettrodi di ciascun cohereurs essendo collegato all' antenna comune, mentre l' altro elettrodo è (circuito chiuso), o non (circuito aperto), collegato al resto del circuito, l'A. ha constatato che i cohereurs conservano la stessa sensibilità relativa tanto che siano tutti in circuito aperto, quanto che siano tutti in circuito chiuso, ma la sensibilità di ciascuno di essi è assai minore in circuito aperto che in circuito chiuso. Per ottenere in modo rapido e semplice l' ordine di sensibilità di più cohereurs associati basta, tutti i cohereurs essendo in circuito chiuso, produrre una emissione di onde per modo da rendere sensibile un solo cohereur. Si mette allora questo cohereur in circuito aperto isolando uno dei suoi elettrodi, e si produce una nuova emissione di onde che renda sensibile un altro dei cohereurs lasciati in c

Si pone anche questo secondo coherer in circuito
di seguito si opera per tutti.
dei *cohereurs associati in serie* l'A. ha trovato che
relativa di ciascuno di essi era la stessa, si fosse o
na interruzione nel circuito al momento della emis-
de. Per valutare in questo caso la sensibilità di
ohereurs, basta disporli successivamente nel circuito
etro. L'A. ha così constatato che la connessione di
on un elettrodo di un cohereur ne aumenta la sen-
quindi, se si fa variare il punto di attacco del-
circuito comprendente più cohereurs in serie, il loro
sibilità cambia.
applicato i risultati di questo studio sperimentale nei
piegati per seguire la marcia dei temporali, e nei
lto sensibili utilizzabili tanto in telegrafia senza fili
grafia erziana con conduttore.
. *Elettrizzazione di contatto e teoria delle soluzioni*
564-566). — Facendo seguito alla sua ultima Nota,
in questa delle soluzioni colloidali. Osserva innanzi
o probabilmente, come si sa, ogni soluzione colloi-
da granuli, invisibili al microscopio, ma molto più
olecole, e caricati elettricamente. L'A. quindi rileva
ora non sia stato ancora spiegato sufficientemente
narsi una simile sospensione, come può sussistere
, senza che il più grosso dei granuli si accresca a
piccoli; come avvenga talvolta che questi granuli
o impiccoliscano quando si cangia la composizione
cui fluttuano; come infine, se si sorpassano alcuni
uca una coagulazione irreversibile specialmente sotto
ioni polivalenti.
e tutti questi fenomeni l'A. propone e svolge una
riassume nella seguente proposizione: *la tensione su-
coesione favoriscono l'accrescimento di un granulo,
azione di esso è una causa interna di dislocazione,
che esiste un diametro pel quale queste due opposte
uilibrano.*
T. *Su un rifrattometro a riflessioni* (pp. 615-617).
applicazioni del metodo interferenziale conviene se-
ente l'uno dall'altro, e per lunghi tratti, i due fa-
i. Il rifrattometro descritto in questa Nota permette
a questa condizione. Esso è composto essenzialmente
erfici riflettenti piane e parellele: le due prime
la stessa distanza delle ultime due: esse sono for-

mate da tre specchi argentati uno dei quali, piazzato tra gli
due, è argentato sulle sue due facce.

Una fenditura rischiarata S, situata nel piano focale di
lente a lungo fuoco L_1, emette un fascio parallelo che si d
in due parti sul bordo tagliato in sbieco dello specchio centra
una di esse si riflette tra le due prime superfici, l'altra f
ultime due: entrambe sono raccolte su una lente L_2 a lungo
che dà nel suo piano focale una immagine della fenditu
sdoppia questa imagine in due altre vicinissime S_1, S_2, med
una piccolissima rotazione dell'ultimo specchio M_2 attorno
direzione parallela alla fenditura: le due imagini reali S_1
così ottenute formano sorgenti luminose suscettibili d'interf
e nella parte comune ai due fasci si ottengono frange molto
e brillanti.

L'A. rileva che si può accrescere o diminuire fra l
limiti la sensibilità dell'apparecchio facendo variare la di
degli specchi e il numero delle riflessioni. Per dare un'id
questa sensibilità l'A. dice che occorre un percorso di 13 m
l'aria presa alla pressione atmosferica, perchè una variazio
densità di $^1|_{10000}$ sposti il sistema di frange registrate fotog
mente di una larghezza di frangia, così che si rendono v
differenze di pressioni inferiori a $^1|_{100000}$ di atmosfera, o vari
di temperatura dell'ordine di $^2|_{1000}$ di grado centigrado.

Per percorsi di un ordine di grandezza maggiore l'A. o
che bisogna porsi in guardia contro due specie di perturba
le prime dovute alle vibrazioni accidentali dei supporti e
traducono in vibrazioni delle frangie: le seconde attribu
variazioni di temperatura e che si traducono in una torsion
riabile e uno spostamento laterale, lento, del sistema di fr

Becquerel H. *Sulla fosforescenza scintillante che pres
alcune sostanze sotto l'azione dei raggi del radio* (pp. 629-6
Il Crookes per il primo ha osservato che se su uno scher
solfuro di zinco, fosforescente, o meglio se in vicinanza d
si pone un piccolissimo grano di sale di radio, e si gua
superficie fosforescente con una forte lente di microscopio,
serva una macchia luminosa, attorno alla quale appariscono
riscono una serie di punti luminosi brillanti, che danno l'
un cielo stellato incessantemente variabile. A questa dispo
sperimentale il Crookes ha dato il nome di *spintariscopio.*

Operando con una quantità un po' più grande di sale
dio, e avvicinandola progressivamente allo schermo, lo sp
fosforescente presenta un'agitazione crescente. Il fenomeno
duce nel vuoto come nell'aria, alla temperatura dell'id

quella ordinaria; si indebolisce fino a sparire in-
foglio di carta tra la sorgente radiante e lo scher-
sagonale. La scintillazione si osserva pure, ma più
uno schermo di platino cianuro di bario.
sulla debole penetrabilità dei raggi che provocano
, il Crookes è stato condotto a concludere che
odotto dai raggi α (raggi che trasportano cariche
ciascuno dei punti luminosi era il risultato del-
ettrono isolato.
eitel, più tardi, dopo avere osservato lo stesso fe-
lenda esagonale mantenuta a un potenziale negativo
anno ripetuto l' esperienza del Crookes sulla blenda
rie attive circondate di carta, e hanno osservato
sa non modifica la scintillazione, mentre, come si
i e infrarossi estinguono la fosforescenza prodotta
one luminosa. Hanno anche osservato che sosti-
ermo di blenda esagonale, uno schermo di tung-
che diventa fosforescente, la scintillazione sparisce.
nze ricordate conducono l'A. a proporsi due qui-

di stabilire se la scintillazione è dovuta all'azione
olamente del raggiamento del radio.
, non meno interessante, è di dimostrare se, come
es, la scintillazione è prodotta dall' urto di elettroni
intervalli di tempo apprezzabili, o non piuttosto
ribuita alla disgregazione della materia fosfore-

di risolvere queste quistioni l'A. ha ripreso lo
forescenza eccitata dal raggiamento del radio, già
99, e i risultati odierni, uniti a quelli, lo portano
stabilire che le sostanze che manifestano la scin-
quelle la cui fosforescenza è eccitata dai raggi più
ca questa fosforescenza osserva che il solfato dop-
di potassio è reso fosforescente sopratutto dai
ino cianuro di bario dai raggi α e β, mentre la
le e il diamante sono resi fosforescenti dai raggi α.
ude quindi, per la prima quistione, conformemente
essa dal Crookes, che cioè i raggi che provocano
scintillante sono i raggi α: la fosforescenza ecci-
β, quando essa è apprezzabile o preponderante, ma-
eno prodotto dai raggi α.
econda quistione l'A. rileva che la sua risoluzione
Tenendo però conto del fatto generale che la scin-

tillazione è tanto più netta e più viva quanto più piccoli sono i cristalli che formano gli schermi, mentre su un cristallo più grosso della stessa sostanza non apparisce e sparisce che un solo punto luminoso, sempre nello stesso posto, l'A. crede che si può ammettere che, sotto l' influenza di un raggiamento che sembra continuo pei nostri sensi, i cristalli si alterino progressivamente e si sfaldino più o meno presto a seconda della loro grossezza. La materia presenterebbe una specie di crepitio. In quest' ordine di idee si concepisce che i raggi α, che teoricamente sono costituiti da masse, reali o apparenti, mille volte più grosse di quelle degli elettroni, e che sembrano trasportare una parte considerevole della energia del fascio radioattivo, siano più efficaci dei raggi β e γ per produrre quelli effetti.

L'A. ha provato infatti, in appoggio di questa sua teoria, che rompendo tra due lastre di vetro un cristallo di blenda esagonale si produce una emissione luminosa tanto più intensa quanto il cristallo è più grosso, e osservando i cristalli con una lente mentre si rompevano, ha realizzato uno spintariscopio senza radio.

Tassily e Chamberland. *Su un capillarimetro* (pp. 645-647)

Griffiths A. B. *Cangiamento di resistenza elettrica del selenio sotto l' influenza di alcune sostanze* (p. 647). — L'A. ha determinato col metodo di Wheatstone la resistenza elettrica del selenio e ha ritrovato che, se si espone all'azione di soluzioni alcooliche di alcuni pigmenti di piante e di animali, durante 15 minuti alla distanza di 5 cm., la sua resistenza diminuisce.

Nella seguente tabella l'A. riporta i risultati ottenuti :

Pigmenti	Resistenza del selenio prima della esposizione	Resistenza del selenio dopo la esposizione
Verbena (petali)	310000	290000
Helianthus (petali) . . .	420000	415000
Geranium (petali). . . .	462000	320000
Bacterium Allii	390000	370000
Pelageina	350000	330000
Diamyctyline	444000	410000
Amanitine	380000	360000

Notando che lo stesso effetto hanno sul selenio la luce, i raggi del radio e i raggi Röntgen l'A. si domanda se quei pigmenti non emettano di quei raggi.

Ricorda anche che Edison ha provato che la clorofilla, curcumina, e la daturina producono la fosforescenza.

P. Bacci.

ysikalische Zeitschrift. Febbraio 1904.

IUGO. *Il problema della fotometria a luccichio* (pp. 65-
superficie è illuminata alternativamente dalle due
nose che si vogliono paragonare. Fino a quando l'al-
n abbia raggiunto una certa frequenza, l' occhio che
perfice riceve l' impressione di un luccichio; ma se
ne è la stessa il luccichio cessa assai prima. Facendo
10 a 16 alternazioni per secondo si hanno condizioni
nfrontare le due sorgenti luminose.

pera come superficie da illuminare un disco rotante
oprio asse sul quale si trovano, dalle due parti, le
luminose, e ne osserva l' orlo che è tagliato a 45°
i che gli si presentano alternativamente la parte il-
l' una e la parte illuminata dall' altra sorgente.

e sorgenti danno luce di ugual composizione il luc-
allorchè le intensità dell' illuminazione sono uguali,
nposizione è differente non è più detto che sia an-
A. discute la questione tenendo conto delle diverse
coni e dei bastoncini della retina, e trova che al-
amina due sorgenti molto diverse: una Hefner e una
candescenza, finchè il disco ruota lentamente è visi-
enza di colorazione, quando si aumenta la velocità
ta sensazione ma si vede ancora il luccichio; questo
o per velocità superiori. Ne deduce che l' impressione
più breve dell' impressione luminosa.

A. *Osservazione della diminuzione di chiarezza nella*
p. 67-69). — L'A. aveva dimostrato che nella rifra-
uce da mezzi più densi a meno densi avviene una
nella chiarezza proporzionale al rapporto

$$n^2 \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha}$$

sono gli angoli di incidenza e di rifrazione, n è
rifrazione.

tiene questa formula contro l' altra in cui la dimi-
dipende che dal quadrato dell' indice di rifrazione, e
acque di un lago che la chiarezza del fondo dipende
dall' incidenza come vuole la formula.

R. *I raggi ultravioletti e gli isomeri stereochimici*
— V. *Nuovo Cimento*, vol. VI, 1903, p. 62.

Pflüger A. *Sulla dimostrazione dei raggi ultravioletti dello Schumann (lunghezza d'onda minore di 186 μμ) mediante la termopila* (pp. 71-72). — Lo Schumann ha dimostrato che lo spettro della scintilla tra elettrodi di alluminio possiede delle linee aventi lunghezza d'onda minore di 186 μμ, le quali sono fortemente assorbite dall'aria.

Per dimostrarne l'azione termica l'A. fa scoccare le scintille tra elettrodi di alluminio in un recipiente contenente idrogeno; i raggi escono per una finestra di fluorina, ed entrano per un'altra finestra di fluorina in altro recipiente contenente la termopila, nel quale si fa il vuoto.

Avvicinando o allontanando i due recipienti in modo da far variare lo strato di aria compreso, la variazione dell'indicazione galvanometrica è assai più grande che se esistessero i soli raggi per cui $\lambda \geqq 186$ μμ, sui quali l'aria esercita un piccolo assorbimento.

V. Lieben Robert. *Osservazioni sulla « polarizzazione dei raggi Röntgen »* (pp. 72-74). — L'A. dispone sul percorso dei raggi X uno strato di acqua di 3 mm. di spessore, il quale serve per trattenere i raggi N. I raggi X così filtrati penetrano in un tubo a vuoto per una finestra di alluminio, e colpiscono una superfice metallica dalla quale partono i raggi secondari che impressionano una lastra fotografica.

Con questa disposizione non si verifica più la polarizzazione.

In seguito l'A. ricerca il grado di scabrosità che deve avere detta superfice metallica colpita dai raggi Röntgen, affinchè una grande variazione nell'angolo d'incidenza produca una variazione ancora osservabile nella produzione dei raggi catodici. Se la superfice metallica è piombo levigato si ha il massimo effetto quando l'incidenza è normale; allorchè la superfice è molto rugosa si ottiene lo stesso effetto tanto per incidenza di 20° come di 70°. L'A. attribuisce questo non alla natura trasversale della radiazione, bensì alla grande penetrazione dei raggi Röntgen nell'interno dello specchio metallico, penetrazione che sarà tanto più profonda quanto meno obliqua è l'incidenza.

V. Hardén John. *Sopra correnti anulari senza elettrodi* (pp. 74-75). *Induzione nel vuoto* (pp. 75-76). — L'A. aveva osservato che un tubo vuotato d'aria, contenente vapore di mercurio e senza elettrodi, intorno al quale sia avvolto un filo di rame isolato da esso e percorso da scariche intense, diventa luminoso essenzialmente per causa delle scariche che avvengono tra la spirale e il vetro. Per assicurarsi che questa è veramente la causa della luminosità costruisce una spirale di tubo di vetro e l'adatta come

di un' altra spirale di rame nella quale manda forti
al tubo di vetro è stata estratta l' aria e in esso venne
apore di mercurio. La luminosità del tubo è debolis-

ito dispone sul secondario di un trasformatore una
lo di rame. Nell' interno di questa entra un tubo di
ale l'A. pone all' altra estremità una spirale di rame
spirale di vetro con elettrodi di platino immersi in mer-
o tubo viene ben vuotato, e disposto nel circuito di
continua con tensioni da 125 a 500 volta. Fino a
si ecciti il trasformatore la luce emessa dal tubo è
però diventa più intensa scaldando il tubo; ma tra
che sono vicini non si stabilisce l'arco. Appena ec-
sformatore l' arco si forma.
tiene certo che nello spazio rarefatto si producano veri
induzione.

F. L. *Il fenomeno della ionizzazione nelle fiamme* (pp.
Distinta la resistenza elettrica delle fiamme in tre parti
nella fiamma stessa, le altre agli elettrodi, l'A. riduce
elettrodi servendosi per questi di due fili di platino
ossido di calcio e immersi in due fiamme date da
Bunsen, le quali tocchino la fiamma che si esamina.
e artifizio la resistenza della fiamma non è più tanto
etto a quelle degli elettrodi.
l'A. può verificare che la resistenza è proporzionale
za della fiamma e che con approssimazione è seguita
Ohm.
stenza dipende anche dalla natura del corpo dissociato,
ce quadrata della concentrazione.

J. *Accensione dell' arco tra ossidi metallici* (pp. 81-83).
e elettrodi di un tubo a vuoto e perpendicolarmente
e della corrente l'A. dispone altri due elettrodi in
ano sopra una superfice equipotenziale. Quando questi
mente coperti da particelle di ossido, stabilendo tra
conveniente differenza di potenziale si produce un
Occorre che la forza e. m. non sia inferiore a 50 V.,
non si devono avere grandi resistenze nè induzioni,
e gli elettrodi siano nella luce negativa.
ottenere l' arco tra ossidi metallici alla pressione or-
ricopra una punta di carbone con ossido di torio e si
onare da catodo, contro anodo di carbone. Mediante
m. si potrà ottenere un arco che si manterrà anche

con una corrente di 0,007 ampère. In tali condizioni il catodo è incandescente, l'anodo scuro.

STARK J. *Osservazioni teoriche sulla ionizzazione nelle fiamme* (pp. 83-87).

CHABOT TAUDIN J. J. *Generalizzazione dell' autointerruttore elettromagnetico e sua applicazione a dimostrazioni di acustica* (pp. 89-92).

PUCCIANTI L. *Analogo elettrico del diamagnetismo* (pp. 92-93). — Vedi *N. C.*

HARMS F. *Sulla cagione della conducibilità dell' aria fosforosa* (pp. 93-95). — L'A. si propone di determinare il rapporto del numero delle molecole di fosforo che si ossidano e il numero degli ioni che si formano. Perciò pone un pezzo di fosforo unito con un elettrometro nell' interno di un recipiente nel quale introduce ossigeno a pressioni determinate: la parete interna del vaso è rivestita da una reticella metallica tenuta a potenziale elevato. Introdotto l' ossigeno, dalla diminuzione di pressione deduce il numero delle molecole di ossigeno che prendono parte alla ossidazione; dalla corrente di saturazione che ottiene quando il potenziale della rete è sufficientemente elevato deduce il numero degli ioni. Il rapporto indica che per ogni coppia di ioni si richiedono 8 milioni di molecole. L'A. trova inoltre che allorquando il vapore di fosforo si combina con l' ossigeno non si formano ioni.

GUGGENHEIMER S. e KORN A. *Divergenza delle foglioline di un elettroscopio nel vuoto in seguito all' illuminazione* (pp. 95-96). — Facendo il vuoto in un recipiente contenente un elettroscopio a foglie d' oro e illuminando queste con sorgenti diverse, esse divergono con carica positiva; la deviazione è dovuta in parte prevalente ai raggi più rifrangibili. Però se le foglie sono già cariche sia a + 200 V. sia a — 200 la loro divergenza non fa che aumentare.

STARK J. *La corrente di scarica tra due elettrodi vicini nell' aria libera* (pp. 96-98). — Contradizione alle osservazioni svolte dal Kaufmann.

V. CZUDNOCHOWSKY W. BIEGON. *Sull' arco voltaico tra conduttori di seconda classe* (pp. 99-103).

CHABOT TAUDIN J. J. *Nuovi raggi, ossia una nuova emanazione* (pp. 103-104). — L'A. avvolge una pila a selenio insieme con una striscia di alluminio, in pellicole di gelatine sensibili. Fa passare una corrente elettrica nelle pile ben riparate dalla luce e poi sviluppa le negative. Su queste compare la forma della striscia di alluminio. Mentre se si scalda il selenio solo, in con-

ı gelatina non vi ha effetto visibile. L'A. dice che resta
e se si tratti di emissione di raggi o di una emanazione.
MANN J. *Sulla luminosità elettrica residua e sull' azione sulla medesima* (pp. 104-106). — Nell' asse di un lungo
drico è teso un filo di platino saldato agli estremi. La
nel tubo è ridotta a pochi centesimi di millimetro. Uno
emi del filo di platino è unito con un polo di un pic-
ttore di cui l' altro polo è a terra.

ıta l' azione dell' induttore si osserva nel tubo un effetto
he dura qualche minuto. Se si tocca il tubo con una
ıtre agisce l' induttore, e dopo che l' azione è cessata si
otto una capsula con bromuro di radio l' effetto aumenta
tà e durata. Lo stesso effetto si osserva se il radio agi-
mporaneamente all' induttore.

do il filo è unito col polo negativo si manifesta la fo-
za del vetro che dura breve tempo dopo cessata l'azione
ttore; anche qui il radio agisce come nel caso precedente.
o si trova nell' aria liquida e il filo fa da catodo la fo-
za del vetro è assai forte, e dura anche dopo tolto il
aria liquida; anche qui aumenta coll' avvicinamento del
merso nell' aria liquida il tubo, dopo cessata l'eccitazione,
e la fosforescenza; questa scompare quando tutto ha
la temperatura uniforme del bagno; estraendolo fuori
va fosforescenza e così di seguito. Analogamente se si
tubo dopo l' eccitazione e quand' è scomparsa la fosfore-
ıll'aria liquida, diventa fosforescente per ritornare oscuro
nuova immersione e così di seguito.

s P. BONIFAZ. *Sulla dispersione dell' elettricità nell' aria* . 106-108). — L'A. riassume i risultati di una lunga
nisure. Noto che il massimo per la dispersione positiva
le, per la negativa in Giugno; il minimo per entrambe
nnaio.

damento giornaliero dà nei mesi invernali due massimi
nimi; nei mesi estivi un solo massimo e un solo minimo.
o più la dispersione negativa supera la positiva. Il rap-
le due dispersioni varia notevolmente nella giornata e
nate quiete presenta due massimi e due minimi. Esso
pure con la caduta di potenziale. Però la caduta di po-
liminuisce col crescere della dispersione.

ispersione cresce colla velocità del vento ed è tanto
quanto più limpida e trasparente è l' aria; essa cresce
temperatura e anche coll' ampiezza della variazione
lla declinazione magnetica. Così pure la variazione an-

una dell' ampiezza dell' oscillazione diurna della declinazione, e la stessa variazione per la dispersione vanno di pari passo.

HERTZ P. *Si può un elettrone muovere con la velocità della luce?* (pp. 109-113).

KORN A. *Sul ricevitore e sul trasmettitore per la trasmissione elettrica di fotografie* (pp. 113-118). — La pellicola fotografica è avvolta su un cilindro di vetro nel cui asse si trova una pila a selenio, e che ruota spostandosi lungo l' asse sopra una vite. Sulla pila cade la luce da una lampada di Nernst, concentrata da una lente sulla pellicola.

Il ricevitore si sposta con moto sincrono al trasmettitore; in esso c' è un rullo sul quale è avvolta una pellicola sensibile e su questa c' è un tubo a vuoto che ad ogni giro dell' asse si sposta di $^1|_4$ di mm. il quale illumina la pellicola per un' apertura di mm. 0,25×0,25. Il tubo è più o meno eccitato da correnti di Tesla, secondo che al trasmettitore tra la lente e la pila di selenio passa un tratto della fotografia più o meno scuro.

Seguono abbastanza minutamente i particolari riguardanti il tubo, il galvanometro, gli induttori ecc.

A. AMERIO.

Journ. de Chim. Physique. T. I. N.i 5, 6, 7, 8, 1903.

REYCHLER A. *Nitrato di argento mono ammoniacale* (pp. 345-357). — L' autore modificando la sua antica opinione conclude in base ad esperienze nuove che:

In soluzioni acquose che per ogni molecola di nitrato di argento contengono meno di due molecole di ammoniaca non si può ammettere la esistenza di un composto mono ammonicale $AgNO_3 . NH_3$.

DUTOIT PAUL e FATH ARTHUR. *Polimerizzazione e potere dissociante delle ossime* (pp. 358-378). — Tutte le ossime studiate (R-CHNOH) hanno dei coefficienti di temperatura della energia superficiale molecolare inferiori a 2,12; cifra media ammessa da Ramsay e Shields per i liquidi normali. Perciò con il metodo delle ascensioni capillari le ossime si mostrano polimerizzate. Quanto al loro grado di associazione non è possibile fissarlo neanche in maniera approssimativa per molteplici ragioni.

Le ossime sono meno polimerizzate dell' acqua gli alcool primari e gli acidi grassi, e più dei chetoni e nitrili.

Il lavoro assumerà anche maggiore interesse quando sarà pubblicata la seconda parte relativa al potere dissociante delle ossime stesse in relazione con la loro associazione.

, BOYDAN. *Metodi rapidi per l' analisi fisico chimiche dei* *iologici* (pp. 378-390). — Lavoro di molta utilità per quei ologi che conoscono la fisico chimica.

INESCU. *Sopra la polimerizzazione dei corpi inorganici* *liquido ed allo stato solido* (pp. 391-400). — Sotto-rova per corpi inorganici la formula $\left(\frac{T}{CD}\right)^2 = n$ che si applicabile solo a corpi organici a componenti di peso non elevato. L' accordo è taluna volta buono altra volta mo.

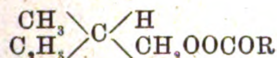
IE P. *Ricerche recenti sulla radioattività* (pp. 409-454). — ute raccolta in forma chiara e semplice delle osserva-coperte relative a questo campo.

CHATELIER H. *Della classificazione in chimica* (pp. 481-

AEUS. *Sopra i forni elettrici a resistenza* (pp. 501-504). — ad un articolo di Guntz (*Med. Giornal.* T. I, N. 3) sullo gomento, del quale si è già data relazione.

IFRAY e GUYE. *Tensioni superficiali e complessità moleco-corpi omologhi attivi* (pp. 505-544). — Da questo lavoro ntissimo che si riconnette con quelli di Dutoit e Fride-ye e Band pubblicati negli *Arch. Sc. ph. nat.* si ricavano ti resultati:

Dalle misure di tensione superficiale delle serie di eteri del tipo



teri derivati dal malato di etile del tipo



lotti a rinunciare a ritenere costante ed $= 2{,}12$ il coef-di temperatura

$$K = \frac{\gamma_1 (M V_1)^{\frac{2}{3}} - \gamma (M V)^{\frac{2}{3}}}{t - t_1}.$$

autori hanno osservati dei valori di 3,68 (massimi fino sservati).

Peraltro dentro certi limiti di temperatura K è costante corpo.

iò non è presumibile che i massimi del potere rotatorio da Frankland nelle due serie attive suddette siano da si a fenomeni di associazione.

L'altro valore di K suggerisce agli autori due spiegazioni:
O le molecole non sono sferiche,
O la fase liquida è dissociata. (Nella teoria solita si suppone invece normale). Con quest' ultima ipotesi si avrebbe da fare con corpi dissociati nella fase liquida, stabili nella fase vapore (distillabili senza decomporsi); almeno in un certo intervallo di temperatura e pressione.

Conferme di quest' ultima ipotesi si avrebbero sia nel fatto osservato da Nadisjdine Joung e Thomas che gli eteri alifatici degli acidi organici saturi sono tanto meno stabili quanto più sono elevati nella serie, e nella stessa maniera cresce K. In secondo luogo da misure crioscopiche (nel benzene) infine dalla regola di Longinesau.

Gli A. fanno però le loro riserve sulla ipotesi e sul valore di queste conferme.

Morris, Travers W. e Fox Charles J. *Tensioni di vapore dell' ossigeno liquido* (pp. 545-552). — Portando come ascisse le medie delle differenze tra il termometro a ossigeno e quello ad elio, e come ordinate le pressioni iniziali del termometro ad ossigeno si ha approssimativamente una linea retta. Variando da 1000 mm. a 0 mm., la pressione iniziale la differenza varia da 0,4 a 1,5. GRASSI.

Philosophical Magazine. S. VII, Vol. 7, 1904.

Thomson J. J. *Sulla struttura dell' atomo: ricerca della stabilità e dei periodi di oscillazione di un sistema di corpuscoli distribuiti a intervalli uguali sulla circonferenza di un circolo* (pp. 237-265). — Il concetto che gli atomi consistano di un certo numero di corpuscoli elettrizzati negativamente, racchiusi entro una sfera uniformemente carica di elettricità positiva, fra gli altri interessanti problemi suggerisce quello trattato in questa Memoria, cioè del moto di un anello di *n* particelle negative poste in una sfera elettrizzata uniformemente. Non potendo riassumere tutti i calcoli che fa l'A. per la soluzione di tal problema, riferiremo i resultati cui egli è giunto e le principali deduzioni che possono trarsene.

Dalla formola generale che l'A. trova per *n* corpuscoli, si deduce intanto che per rendere stabile la posizione di 7 o di 8 corpuscoli distribuiti ad uguali distanze angolari lungo la circonferenza di un anello, basta la presenza di un solo corpuscolo nel centro; ma se il numero dei corpuscoli eccede 8, il numero dei corpuscoli centrali occorrenti all' equilibrio cresce rapidamente al

l numero dei corpuscoli rotanti. Così il numero mi-
corpuscoli centrali, che si richiedono per rendere
otazione di n corpuscoli, si ha dalla seguente tabella

6	7	8	9	10	15	20	30	40
1	1	1	2	3	15	39	101	232

ndi valori di n i valori di p sono proporzionali ad n^3.
$p > 1$ i corpuscoli centrali non saranno tutti raccolti
ma saranno distribuiti opportunamente, come vuole
che essi risentono dall'elettrizzazione positiva della
ad es. per $n = 10$, i 3 corpuscoli centrali saranno ai
n triangolo il cui piano sarà parallelo, ma non coin-
quello degli altri 7. Il sistema di 19 corpuscoli con-
n anello esterno di 12, di un anello interno di 6 in
rallelo, e di un corpuscolo posto sull'asse di rotazione.
, se i corpuscoli saranno molto numerosi, formeranno
i anelli, coi piani approssimativamente perpendicolari
rotazione; ed ecco alcuni dei casi considerati:

i corpuscoli	60	55	50	45	40	35
gli anelli successivi	20	19	18	17	16	16
	16	16	15	14	13	12
	13	12	11	10	8	6
	8	7	5	4	3	1
	3	1	1			

ie della serie completa di questi sistemi di equilibrio
i vari gruppi di atomi, supposti formati da numeri
corpuscoli, si possono dividere in serie tali che ogni
la serie derivi da un membro precedente con l'ag-
n altro anello di corpuscoli. Ad es. la tabella prece-
a che l'atomo formato da 60 corpuscoli ha un anello
scoli più di quello che è formato da 40, ma nel resto
elli sono gli stessi nei due atomi. Tutto ciò mostra
struttura atomica conferirebbe ai diversi elementi pro-
diche come quelle che hanno gli atomi chimici.
ando tutti gli aggruppamenti nei quali l'anello esterno
lo stesso numero di corpuscoli, l'A. deduce poi che
ebbono comportare come atomi elettropositivi, altri come
ivi, e con valenze diverse, precisamente come si ha
degli elementi conosciuti.
dio di tali sistemi di corpuscoli mostra che la stabi-
aggruppamento dipende dalla velocità angolare dei sin-

goli corpuscoli, e che se questa discende al di sotto di un certo valore, il sistema diviene instabile. Così ad es. 4 corpuscoli formeranno un sistema stabile piano disponendosi a vertici di un quadrato, se la velocità angolare è $> 0{,}325\, ve^2/mb^3$, dove ve è la carica positiva della sfera di raggio b dove essi son posti ed m è la massa di un corpuscolo. Se però la velocità diviene inferiore a questo valore, il sistema diviene instabile e i 4 corpuscoli tendono a disporsi ai vertici di un tetraedro. Se ora supponiamo che un atomo sia formato da un aggruppamento di questa specie, si vede che mentre esso è in equilibrio finchè la velocità dei corpuscoli è superiore a quella critica, per il continuo irraggiamento potrà accadere che la velocità diminuisca, e quando diverrà uguale alla velocità critica si avrà nell' atomo una specie di esplosione, che determinerà i corpuscoli a muoversi in altra configurazione, tale che diminuisca l' energia loro potenziale e si accresca quella cinetica. Tale energia cinetica così acquistata potrà esser sufficiente a trasportare il sistema fuori dell' atomo, e, come si ha nel radio, una parte dell' atomo sarebbe scagliata via.

Poichè l' irraggiamento atomico è estremamente lento, la vita dell' atomo sarebbe lunghissima; ma si vede che ogni sistema possedente le proprietà considerate sopra, in conseguenza della dissipazione di energia per irraggiamento, conferirebbe all'atomo che lo contiene proprietà radioattive.

Richardson O. W. *Solubilità e diffusione nella soluzione di gas dissociati* (pp. 266-274). — Dalle esperienze di Winkelmann sulla velocità della diffusione dell' idrogeno attraverso il palladio e il platino resulterebbe che l' idrogeno fosse in parte dissociato in atomi, e che soltanto gli atomi fossero capaci di passare attraverso il metallo. Anche le esperienze dell'A. sul passaggio dell' idrogeno attraverso al platino sotto pressioni e a temperature diverse, hanno condotto a resultati analoghi che si spiegano ritenendo che l' idrogeno si sciolga nel platino e in parte vi si dissoci.

In questa Nota l'A. tratta il problema generale della diffusione e della solubilità dei gas dissociati nelle soluzioni.

Cotter J. R. *Strumento per tracciare le coniche* (pp. 274-276).

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

TTRO EMESSO DAI TUBI DI GEISSLER NEL CAMPO MAGNETICO.

Nota di PAOLO ZONTA.

trattato di Spettroscopia del Kayser [1]), e nel li-
tton [2]) sul fenomeno di Zeeman, sono registrate
nze, alcune già vecchie ed altre recenti, su le mo-
e il campo magnetico produce negli spettri dei tubi

ı osservazione del fenomeno sembra dovuta ad un
e, il quale notò, nel 1870, che un tubo di Geis-
eno perdeva il suo colore abituale rosso ciliegia,
giallognolo o biancastro sotto l'influenza del ma-
o spettroscopio si vedono le righe caratteristiche
allargarsi; la rossa in modo particolare. Ma con-
ente si svolge un debole spettro continuo, e brilla
ıcia, che il Padre Secchi riconobbe per quella

perienza del Trève riesce senza nessuna difficoltà,
mpi poco intensi; bisogna badare soltanto che la
zo del tubo, quella dove si fa l'osservazione e il
ce, sia abbastanza sottile. In tubi larghi o appena
il fenomeno non si presenta.

che del Trève furono riprese più tardi dal Chau-
spettroscopista, al quale si devono alcuni bei la-
orbimento della clorofilla. Questo autore studiò
ie di corpi, riconoscendo che l'azione del campo
quasi sempre sensibile, e si manifesta con un

. Handbuch der Spectroscopie. 2, 614, 1902.
. Le Phénomène de Zeeman. Paris, Naud, 1899. Si confronti la pa-

liografia si veda in particolare il Cotton l. c.; indicazioni preziose su
Chautard si trovano nel giornale " Les Mondes „ annate 1874-76.

aumento di luminosità e con la comparsa di molte righe nuove, fine e brillanti.

Il Chautard afferma esplicitamente che lo spettro dei tubi ad azoto rimane inalterato, la quale cosa è inesatta, come avremo occasione di stabilire in seguito.

Dopo la scoperta del fenomeno di Zeeman, Preston [1]), Berndt [2]) e van Aubel [3]), secondo ogni probabilità senza conoscere i lavori del Chautard, tornarono ad esaminare il comportamento dei Geissler nel campo.

Il primo ebbe risultati quasi del tutto negativi, e dalla sua memoria non è possibile ricavare la causa di tale insuccesso; forse i tubi che servirono alle esperienze erano troppo larghi, ciò che rende l' osservazione più difficile, come si avvertiva poc' anzi.

Il Berndt ritrovò in gran parte le cose già note, pure aggiungendo qualche utile particolare.

Il van Aubel ebbe invece la fortuna di stabilire un fatto interessante; perchè, studiando la radiazione del solfo, egli trovò che lo spettro a bande era sostituito da uno spettro a righe.

Questo per la parte sperimentale; la teoria, ch' io mi sappia, non fu ancora tentata.

Nè il Trève nè il Chautard a loro tempo, e nemmeno adesso il Berndt e il van Aubel, pare si siano preoccupati di ricercare la causa e di studiare il meccanismo del fenomeno. Il Berndt si limita a metterlo in relazione con l' aumento di resistenza, che i tubi di Geissler sopportano nel campo magnetico; e il Signor V. Broca [4]), per suo conto, suppone che l' effetto possa essere in qualche modo connesso con quello di Zeeman.

Ora, ho creduto interessante di riprendere da capo l' esame della quistione, essenzialmente con lo scopo di stabilire s

1) Th. Preston. Phil. Mag. 45, 325, 1898.

2) G. Berndt. Drud. Ann. 8, 625, 1902. In questa memoria è fatto cenno di molt pubblicazioni sopra argomenti affini.

3) E. van Aubel. Journ. de Phys. 7, 408, 1898.

4) V. Broca. Revue générale des Sciences, 7, 408, 1898.

un' azione specifica del magnetismo. Dei miei ri-
un breve riassunto in questa nota.

osservazioni furono limitate a sette gas, e cioè:
oro, bromo, jodio, cloruro di stagno, cloruro di
oto; e le prime esperienze portarono appunto su

ni suggerirono subito una serie di considerazioni
i, che non sembrano senza interesse.
detto da principio il fenomeno di Trève, per i
geno, consiste essenzialmente in ciò che le righe
ne si allargano e impallidiscono; ma è noto d'altra
acendo uso di condensatori, o stringendo la luce
, o elevando la pressione, si può ottenere il me-
to.
olarmente istruttiva a questo proposito una espe-
adre Secchi, che gli autori moderni forse non
na che non doveva essere ignota al Trève o, per
Chautard.
i [1]) costruì un Geissler, il cui capillare era formato
atti, con sezioni man mano digradanti, ed osservò
la scarica, lo spettro variava col diametro del
e; le righe più sfumate corrispondendo ai tratti

non deve stupire in nessun modo il risultato del
riesce anzi perfettamente ovvio e naturale. Per-
o il tubo di Geissler nel campo magnetico, la
infatti ad essere spostata, e ristretta contro una
che della luce interna si utilizza appena una por-
porzione tanto più piccola quanto più grandi
agenti.
cile stabilire, d' altra parte, che l' impiego delle
eida, o l' uso di capillari estremamente fini, o
della pressione portano sempre ad una stessa
alla quale non è illogico subordinare le altera-
producono nello spettro.

. C. R. 70, 81, 1870.

Si consideri all' uopo il rapporto:

$$d = \frac{Q}{S},$$

che intercede fra la quantità di elettricità (Q) che passa ad ogni scarica e la sezione (S) del capillare, e si vedrà subito che ciascuno dei tre artifizii ora ricordati conduce, in ultima analisi, all' aumento della *d*.

Se, in primo luogo, si adoperano i condensatori cresce manifestamente la Q perchè, nulla essendo cambiato nel tubo, la differenza di potenziale necessaria a produrre la scarica rimane sempre la stessa; e non la si può raggiungere, per l' aumentata capacità, in altro modo che facendo aumentare in proporzione la carica. Quando poi resta ferma la distanza esplosiva e la struttura degli elettrodi, ma cresce la pressione, bisognerà, per provocare la scarica, far crescere il salto di potenziale, e quindi raccogliere ad ogni volta delle quantità di elettricità più grandi di quelle che bastavano nel gas rarefatto.

Da ultimo riesce immediatamente chiaro che la *d* aumenta ancora se, a parità delle altre circostanze, diviene più piccola la sezione del capillare.

Ora, l' esperienza del Secchi e l' analogia del processo nei tre casi suggeriscono la possibilità di imitare le azioni del campo magnetico per l' aggiunta di condensatori o l' aumento della pressione.

Molti fatti bene accertati lasciano sperare, a priori, un risultato affermativo.

Senza insistere troppo in proposito ricorderò che il jodio e il cloro, i quali sono, secondo il Chautard, fra i corpi per cui il fenomeno di Trève si presenta in modo particolarmente brillante, danno anche degli spettri molto sensibili alle variazioni di pressione e ad altre circostanze.

In un tubo di Geissler il jodio presenta tre bande a colonnato, finchè il rocchetto, che eccita la scarica, è privo di condensatori; e dà invece molte righe brillanti se si fa uso di

questi ultimi. Le stesse righe appariscono nelle scintille a pressione ordinaria [1]).

Parimenti lo spettro del cloro nei tubi a vuoto varia moltissimo col grado della rarefazione [2]).

Quanto alle esperienze del van Aubel esse trovano un riscontro, almeno qualitativo, in una memoria classica del Salet [3]). Il Salet osservava infatti le righe o le bande del solfo secondo che il rocchetto era o no fornito di condensatori.

Certo questi risultati non hanno valore di prova, perchè le diverse memorie non contengono dati, che permettano di stabilire se le modificazioni prodotte dal magnetismo o dagli altri agenti siano identiche e non solamente simili. La prima cosa è più probabile senza dubbio, ma non è per anco sicura.

Delle tre serie di esperienze che si sarebbero potute imaginare mi sono accontentato di eseguirne una sola.

E propriamente cercò di risolvere questa questione.

Dato lo spettro che un campo magnetico suscita in un tubo a vuoto, è possibile ottenere il medesimo fenomeno col semplice uso dei condensatori? [4]).

Vedremo che la risposta è affermativa, ciò che basta perchè si possa anche concludere subito che nelle esperienze di Trève e di Chautard non si dimostra un' azione specifica del magnetismo. In particolare il fenomeno del quale ci occupiamo non ha niente da fare col fenomeno di Zeeman.

§ 3. Per essere in grado di modificare le condizioni sperimentali entro limiti abbastanza larghi ho fatto uso nelle mie ricerche di tre rocchetti diversi, che distinguerò nel seguito coi nomi di grande, medio e piccolo.

Si ha un' idea della loro potenza relativa notando che, azionati da otto accumulatori, con una resistenza di un Ohm nel circuito, essi danno fra sfere di 24 mm. le distanze esplosive raccolte nella tabellina:

1) G. Salet. C. R. 74, 76, 1872.
2) G. Ciamician. Wien. Ber. 78, 872, 1878.
3) G. Salet. Ann. de ch. et de phys. 28, 37, 1874.
4) Variare in modo continuo la sezione del capillare non è possibile; sarebbero invece istruttive delle esperienze sistematiche, nelle quali si facesse cambiare gradualmente la pressione.

Rocchetto	Scintilla
grande	35 mm.
medio	18 mm.
piccolo	9 mm.

Ho impiegato pure due coppie di condensatori, una più grande e l'altra più piccola, con le capacità seguenti:

Condensatore	Capacità
grande	0,0040 m. F.
piccolo	0,0013 m. F.

Il magnete era di quelli che servono per le esperienze di Faraday, nella forma ben nota adottata dal Ruhmkorff; adoperavo le estremità polari a lastra prismatica, di cui si fa uso per lo studio delle proprietà magnetiche dei liquidi. Ma gli spigoli lunghi delle basi affacciate erano verticali invece che orizzontali, come si tengono di solito; disponevo le espansioni polari a brevissima distanza una dall' altra, per modo che appena potesse introdursi frammezzo il capillare dei tubi [1]).

L' elettromagnete era alimentato dalla corrente della città a 110 Volt.

Quanto ai tubi, ove non si osservi niente in contrari essi sono presi dal commercio e propriamente acquistati da casa « Dr. Geissler's Nachfolger » di Bonn $a/$R; hanno la fo ma semplice usuale, con due bolle allungate e un tratto capillare.

Per agevolare il confronto degli spettri ottenuti nelle verse condizioni ho ricorso alla registrazione fotografica; se preoccuparmi del resto di stabilire esattamente la lunghe

1) Si deve fare attenzione che il capillare non tocchi i poli del magnete perch trimenti quando, per il passaggio delle scariche, si è riscaldato, andrebbe rotto molta facilità.

le singole righe, ciò che per il problema che mi
o non aveva nessun particolare interesse.
ra 1 rappresenta la macchina, che ha servito alle
Essa fu costruita per me dal Sig. L. Bertollo, mec-

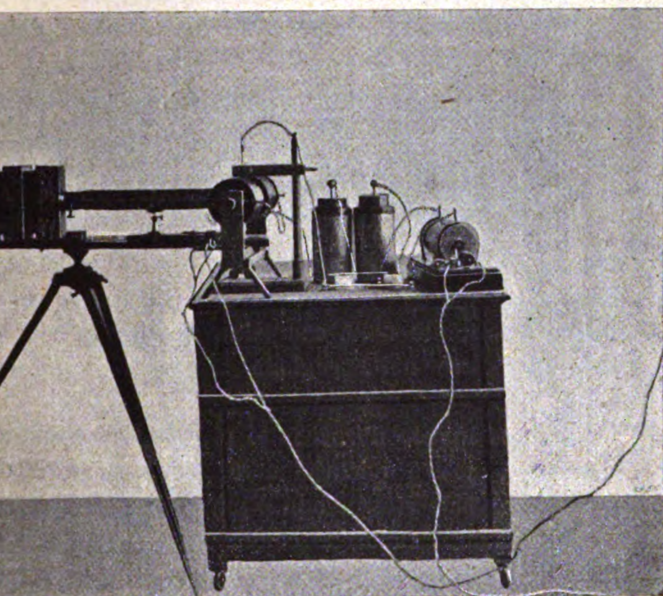


Fig. 1.

questo Istituto; l' organo principale è un sistema di
sione diretta, con cinque prismi.
scuna sostanza ho esaminato almeno due tubi, e per
bo ho eseguito tre serie di fotografie; in condizioni
ioè coi soli rocchetti), con le capacità, e coi campi

luco una sola prova per serie, onde non moltipli-
o le figure, e in genere le scelgo in modo che
chiara la identità di azione dei condensatori e del
ichés furono eseguiti con un processo fotomeccanico,
cco preventivo.
perienze non offrono nessuna speciale difficoltà, esi-
ì molto tempo e molta pazienza; sopratutto quando

si fa uso dei condensatori o del campo i tubi si riscaldano in modo che non è prudente continuare la scarica per più di due o tre minuti al massimo. E così si è indotti alle volte ad impiegare per una sola fotografia una lunga ora, mentre la posa effettiva non va al di là di 20 o 25 minuti.

Dirò adesso per ciascuna sostanza le cose essenziali, che mi è occorso di notare.

§ 4. *Cloro.* — Nelle condizioni normali, sia col rocchetto grande che col piccolo, si vede diffusa in tutto lo spettro una lieve luminosità.

Usando il rocchetto grande coi condensatori grandi, o eccitando il campo con una corrente di 18 a 20 Amp., si ha, almeno per ciò che ne può dire l'occhio, un identico fenomeno, consistente nella comparsa di diverse linee ben distinte, delle quali tre nella regione del verde sono specialmente nette.

Usando invece il rocchetto piccolo, coi condensatori il fenomeno si mostra ancora molto bene, ma col campo, pure mantenendosi lo stesso, non è più così vivo e distinto.

La tabellina indica le condizioni, nelle quali furono eseguite le tre fotografie della figura 2.

Cloro (fig. 2) [1].

Spettro N°	Condiz. sperimentali	Rocchetto	Tempo di posa
1	normali	grande	20′
2	condensatori *g*	piccolo	10′
3	Campo; 18.3 Amp.	grande	15′

1) Per il cloro, oltre a due tubi della casa Geissler, ne studiai anche un terzo, preparato da me.

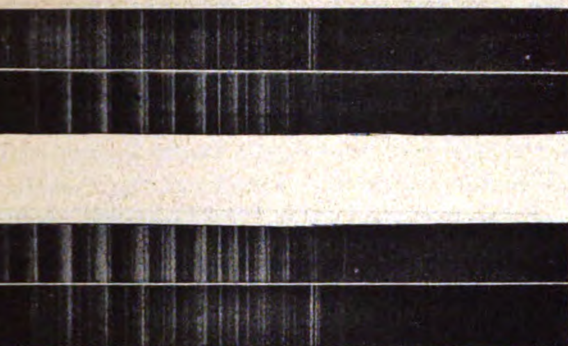


Fig. 2.

Bromo. — Nelle condizioni normali e col roc-
nde si hanno molte linee ben nette, col rocchetto
ece non si distingue quasi più nulla.
› il rocchetto grande coi condensatori (sia grandi,
sia grandi e piccoli in quantità) non si avverte
odificazione nello spettro; invece col rocchetto pic-
soli condensatori grandi si vede aumentare la lu-
i certe porzioni dello spettro, e diminuire quella di
chio non riesce a giudicare se compaiano delle
e.
elettromagnete e una corrente di 10 Amp. non si
n cambiamento; con 18 o 20 Amp. si ha un cam-
ınalogo a quello del caso precedente.
›ve della figura 3 furono fatte nelle condizioni re-
ella tabella.

Bromo (fig. 3) [1]).

ro N°	Condiz. sperimentali	Rocchetto	Tempo di posa
1	normali	grande	30′
2	condensatori *g*	piccolo	30′
3	campo; 18,3 Amp.	grande	30′

piegato tre tubi, due della casa Geissler ed uno della casa Müller Unkel,
no inquinati d'azoto.

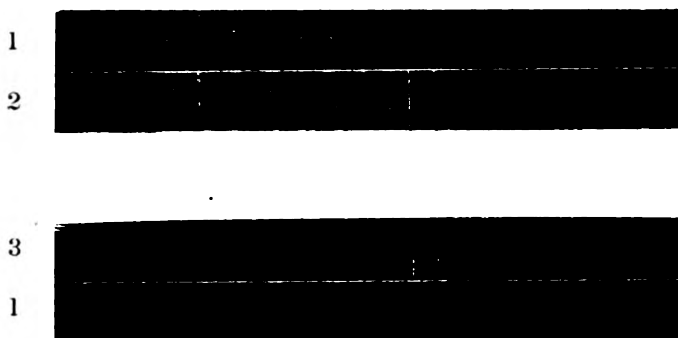


Fig. 3.

§ 6. *Jodio.* — Il jodio è forse la sostanza che presenta il fenomeno di Trève nel modo più spiccato; la scarica passa, per l'introduzione dei condensatori o l'influenza del campo magnetico, da un colore rosato ad un bel verde.

Appunto per la grande sensibilità di questo spettro, e per i cambiamenti che sopravengono da un momento all'altro nell'aspetto della scarica, è molto difficile ottenere delle buone fotografie.

La tabella fornisce i soliti dati per i due spettri della figura 4.

Jodio (fig. 4).

Spettro N°	Condiz. sperimentali	Rocchetto	Tempo di posa
1	condensatori *p*	grande	35'
2	campo; 10 Amp.	medio	30'

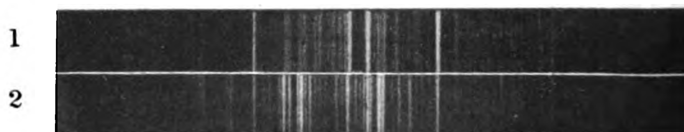


Fig. 4.

Cloruro di silicio. — In condizioni normali e col grande si nota una discreta luminosità, con varie distinte, specialmente nella regione verde-violetta tro.

ondensatori piccoli e il rocchetto grande non si veiamenti; coi condensatori grandi e piccoli in quanrica non passa più, infine coi soli condensatori grandi mentare la luminosità, sopratutto nel violetto.

entre il tubo è eccitato col rocchetto grande si prompo con una corrente, poniamo, di 10 Amp. il tubo Bisogna ridurre la corrente fino a 3 o 4 Amp. per rvare qualche cosa; ma allora il fenomeno è simile he si otteneva coi condensatori grandi.

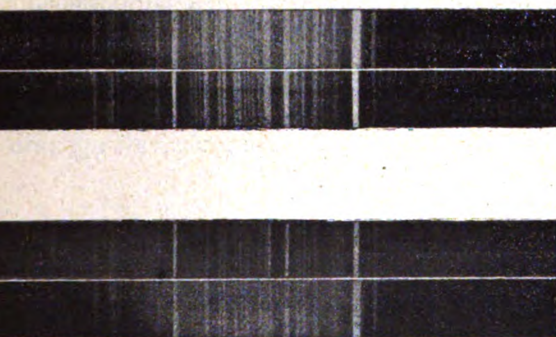


Fig. 5.

Cloruro di silicio (fig. 5).

tro N°	Condiz. sperimentali	Rocchetto	Tempo di posa
1	normali	grande	30′
2	condensatori *g*	grande	30′
3	campo; 2,5 Amp.	grande	30′

§ 8. *Cloruro di stagno.* — L'andamento è analogo a quello del cloruro di silicio; anche qui il campo non deve essere troppo intenso. Ma la scarica passa molto irregolarmente, sicchè ho dovuto rinunciare a fare delle fotografie.

§ 9. *Azoto.* — A volte l'azione del campo e dei condensatori altera l'aspetto e il colore della scarica, che dal rosso geranio passa al violetto lavanda; in questi casi si vedono comparire nello spettro quattro o cinque righe del mercurio. La cosa non ha in sè niente di strano; si conoscono altri fatti analoghi [1]) e si sa bene che di due gas mescolati, magari in proporzioni uguali, uno può mascherare l'altro, all'esame spettroscopico.

In altri tubi, preparati forse con maggiori cautele, non si riesce a mettere in evidenza le righe del mercurio; solamente, per l'introduzione dei condensatori o l'influenza del campo, la distribuzione della luminosità cambia, e cambia nei due casi in modo simile.

Gli spettri della figura 6 sono ricavati appunto da uno di questi ultimi tubi.

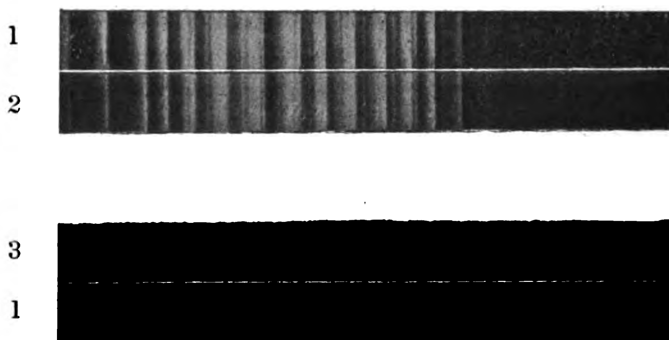


Fig. 6.

1) E. Wiedemann. Wied. Ann. 5, 500, 1878. — A. Garbasso. N. Cim., (5), 1, 321, 1901.

Azoto (fig. 6) [1]).

tro N°	Condiz. sperimentali	Rocchetto	Tempo di posa
1	normali	grande	30′
2	condensatori $g+p$	piccolo	30′
3	campo; 18,3 Amp.	piccolo	30′

Le fotografie riprodotte nella presente nota bastano, o mi pare, a stabilire con sicurezza ciò che affermavo lel paragrafo secondo; non si ha da fare nelle noienze con un' azione specifica del magnetismo, dal che gli stessi effetti si ottengono anche con altri

eoria completa ed esauriente dei fenomeni osservati be facile da stabilire; ma quando si noti che al vararapporto

$$\frac{Q}{S}$$

ne si accendono e certe altre impallidiscono, sempre o fisse a loro luogo, viene naturale di ammettere omi vibranti siano composti di diversi sistemi elei quali nelle varie condizioni sarebbero variamente

omeno di Trève, e l' influenza che l' introduzione dei ori o l' incremento della pressione esercitano su lo i gas, hanno dunque una certa analogia coi fatti ti osservati dal Lenard e dal Garbasso, studiando ettroscopio le varie regioni di un arco voltaico [2]).

enova, Istituto Fisico della R. Università.
Aprile 1904.

---

ame portò sopra cinque tubi, due di essi davano le righe del mercurio e gli

isultati del presente lavoro diede un cenno il Sig. A. Garbasso nella riuuia della Società Italiana di Fisica, ripetendo anche alcune esperienze.

SU LA RISONANZA OTTICA.

Esperienze ed appunti critici

di CARLO SCOTTI.

§ 1. Il Sig. A. Garbasso fece vedere molti anni or sono (1893-94) che un sistema di risonatori di Hertz gode di alcune fra le proprietà ottiche più importanti, che caratterizzano i corpi materiali; di quelle proprietà in ispecie nelle quali si rivela la struttura molecolare della materia.

L' assorbimento elettivo e il colore superficiale, come i fenomeni della dispersione e della rifrazione della luce, si possono infatti imitare facendo agire sopra un raggio di forza elettrica uno strato di risonatori [1]).

---

1) Raccolgo in un solo elenco, per economia di tempo e di spazio, le indicazioni bibliografiche relative alla risonanza ottica; nel seguito di questo lavoro citerò le singole pubblicazioni con un semplice numero fra parentesi quadre.

[1] A. Garbasso. Atti di Torino, XXVIII, 246, 1893; Journ. de Physique, (3), II, 259, 1894; Naturwiss. Rundschau, VIII, 370, 1893; Beiblätter, XVIII, 387, 1894. (Assorbimento elettivo esercitato da uno schermo di risonatori).

[2] A. Garbasso. Atti di Torino, XXVIII, 816. 1893; Lumière électrique, XLIX, 489, 1893; Beiblätter, XVII, 971, 1893; Fortschritte der Physik, II, 481, 1893. (Colore superficiale di un sistema di risonatori).

[3] A. Garbasso u. E. Aschkinass. Wied. Ann., LIII, 534, 1894; Naturwiss. Rundschau, IX, 429, 1894; Wüllner's Lehrbuch, IV, 147, 1899. (Rifrazione e dispersione delle onde elettromagnetiche prodotte da un sistema di risonatori).

[4] H. Rubens u. E. F. Nichols. Wied. Ann., LX, 456, 1897. (Esperienze di risonanza con onde ultrarosse).

[5] A. Garbasso. 15 Lezioni sperimentali su la luce. Milano, Editori della Rivista « L' Elettricità », 1897. Lezione decima, pag. 159 e Lezione undicesima, pag. 180. (Riassunto dei lavori precedenti e proprietà delle squame dei lepidotteri).

.897 Rubens e Nichols (nota [4]), nelle loro ricer-
ıggi residui *(Reststrahlen)* della fluorite, constata-

Aschkinass u. Cl. Schäfer. Drud. Ann., V, 489, 1901. (Dipen-
riodo di un risonatore dalla costante dielettrica del mezzo am-

Häcker u. G. Meyer. Zoolog. Jahrbücher, XV, 267, 1901. (Colori
ınti delle penne di alcuni uccelli, spiegati con l'inclusione di cor-
i rispetto alla lunghezza delle onde luminose).
W. Wood. Phil. Mag., III, 396, 1902. (Straterelli colorati di so-
e litio, ottenuti per sublimazione in tubi a vuoto.
Kirchner. Leipz. Ber., LIV, 261, 1902. (Variazione di tinta nelle
ıfiche preparate col metodo di Lippmann al variare del mezzo

W. Wood. Phil. Mag., IV, 425, 1902. (Strati d'oro ottenuti
azione del catodo, costituiti da particelle ultramicroscopiche).
Kossonogoff. Phys. Zeitschrift, IV, 208, 1903. (Esperienze con
tallici, simili a quelle del Wood, note [8] e [10]).
Kossonogoff. Phys. Zeitschrift, IV, 258, 1903. (Colori delle far-
ti alla risonanza ottica).
W. Wood. Phys. Zeitschrift, IV, 338, 1903. (Reclamo di prio-
l Kossonogoff per le esperienze relative agli strati metallici).
Bock. Phys. Zeitschrift, IV, 339, 1903. (Colori delle goccie in
vapore interpretati con l'ipotesi della risonanza).
Bock. Phys. Zeitschrift, IV, 404, 1903. (Continuazione della nota

Garbasso. Phys. Zeitschrift, IV, 426, 1903. (Reclamo di priorità
ssonogoff per le esperienze relative agli schermi di risonatori).
Kirchner. Phys. Zeitschrift, IV, 426, 1903. (Osservazioni critiche
e [13].
Ehrenhaft. Drud. Ann., XI, 489, 1903. (Proprietà ottiche di so-
lliche colloidali).
Kossonogoff. Phys. Zeitschrift, IV, 518, 1903. (Colori offerti dalle
lepidotteri e dai derivati dell'anilina allo stato solido).
W. Wood. Phil. Mag., VI, 259, 1903. (Strati e prismi d'argento
evaporazione dalla soluzione di Carey Lea).
J. Kusnezow. Phys. Zeitschrift, V, 64, 1904. (Esistenza di
orati, derivati dell'acido urico, sulle scaglie delle farfalle).
Kirchner. Drud. Ann., XIII, 239, 1904. (Ricerche sperimentali
ı le proprietà ottiche dell'emulsione di Lippmann, dopo lo svi-

Pockels. Phys. Zeitschrift, V, 152, 1904). (Appunti critici su
vori precedenti, e in particolare su la nota [18]).

rono l'esistenza di onde termiche oscure della lunghezza di 24,4 μ., ed ebbero l'idea di ripetere con tali onde le esperienze di risonanza del Garbasso. Il tentativo ebbe esito felicissimo; Rubens e Nichols arrivarono a costruire degli schermi con risonatori di qualche millesimo di millimetro, e riconobbero che la riflessione avveniva in modo particolarmente spiccato quando i risonatori impiegati avevano le dimensioni, che corrispondono secondo la teoria alle onde di 24,4 μ.

Dei circuiti 42 volte più piccoli di quelli costruiti da Rubens e Nichols dovrebbero ripresentare il medesimo fenomeno, per i raggi gialli del sodio; e il loro aspetto sarebbe brillante, metallico, essendo la riflessione spiccatamente elettiva.

Ma pur troppo la preparazione di simili risonatori oltrepassa per la difficoltà tutto ciò, che si può ottenere dalle migliori macchine a dividere e dalle punte più fine di diamante.

Fu il caso che fornì al Prof. R. W. Wood, il successore del Rowland a Baltimora, la soluzione dell'interessante problema. Il Wood, occupandosi di studii su la dispersione anomala e l'assorbimento elettivo dei vapori di metalli alcalini, osservò (nota [8]) che spesso su le pareti dei palloni, nei quali le sostanze venivano riscaldate, si deponevano degli straterelli a tinte estremamente brillanti.

---

[24] J. Kossonogoff. Phys. Zeitschrift, V, 192, 1904. (Polemica contro la nota [21]).

[25] J. Kossonogoff. Festschrift L. Boltzmann gewidmet. Leipzig, J. A. Barth, 1904, pag. 882. (Riassunto dei risultati contenuti nelle note [12] e [19]).

Di molto interesse, sebbene non direttamente rivolta allo studio della risonanza ottica, è la memoria di H. Siedentopf u. R. Zsigmondy. Drud. Ann., X, 1, 1903, nella quale si mostra la possibilità di misurare, almeno per approssimazione, con un metodo ottico, la grandezza di particelle ultramicroscopiche.

Citerò ancora una nota di F. Braun, Drud. Ann., X, 332, 1903, dove è contenuto il fatto notevole che un isolante, impregnato di particelle metalliche, acquista una costante dielettrica enorme.

Questi strati osservati al microscopio si mostrarono costituiti di nuclei, le cui dimensioni erano legate in modo semplice alla lunghezza d' onda del colore riflesso.

Così si ripetevano le esperienze di Garbasso, Rubens e Nichols nell' ambito dello spettro visibile. Il Wood riconobbe subito l' importanza della sua osservazione, e con l' abilità tecnica che lo distingue seppe ricavarne molte cose interessanti.

Con la nota del Wood si inizia lo studio della *risonanza ottica* propriamente detta.

Le esperienze del fisico americano furono riprese anzitutto, con resultati affatto simili, dal Sig. J. Kossonogoff (nota [11]); ma questo autore allargò ben tosto la ricerca, estendendola ad altri sistemi.

Se si prepara una soluzione acquosa o alcoolica di qualche derivato dell' anilina, e se ne depone una goccia sopra un vetro, lasciandola asciugare lentamente, si ottiene un dischetto di colore vivacissimo, che risulta, in date circostanze, dalla riunione di molti piccoli nuclei sferoidali.

Il Kossonogoff attribuì a questi nuclei il colore superficiale e l' assorbimento elettivo, affermando che il loro diametro era proporzionale alla lunghezza delle onde riflesse.

Il medesimo sperimentatore studiò poi le squame di molti lepidotteri, e credette di poter stabilire che anche le tinte particolarmente vivaci, di cui codesti insetti vanno adorni, dipendono da un fenomeno di risonanza (note [12], [19] e [25]).

I lavori del Kossonogoff incoraggiarono il Sig. A. Bock a ripubblicare con nuovi dettagli alcune esperienze, già vecchie di qualche anno, relative alla grandezza e alla distribuzione delle gocciole in un getto di vapor d'acqua. Qui pure si osservano delle tinte variabili da punto a punto, e il diametro delle goccie, che il Bock determina con un procedimento indiretto, sarebbe in relazione col colore.

Ancora alla risonanza ottica si devono attribuire, secondo E. Kirchner (note [9] e [17]) le prove ottenute col processo fotografico di Lippmann; intanto sembra sicuro che i colori si ottengano anche in condizioni sperimentali, che escludono la formazione delle onde stazionarie.

Ricorderò infine un bel lavoro di E. Ehrenhaft (nota [18]) su le proprietà ottiche delle soluzioni colloidali. L'Ehrenhaft, basandosi sopra alcuni resultati teorici di J. J. Thomson (Recent Researches in Electricity and Magnetism, §§ 369-378), crede di poter stabilire l' esistenza di nuclei sferici metallici in codeste soluzioni.

§ 2. Le ricerche su la risonanza ottica, delle quali ho fatto cenno fin qui, si possono dividere in due categorie nettamente distinte.

In una prima serie di lavori (note [8], [9], [10], [11], [18], [20], [22]) vengono studiati dei sistemi, nei quali, con quasi assoluta certezza, si può garantire l'esistenza di corpuscoli metallici isolati.

In altre pubblicazioni invece (note [12], [14], [15], [19], [25]), dovute esclusivamente ai Signori Bock e Kossonogoff, le particelle, che dovrebbero dare origine ai fenomeni di risonanza, sono di natura dielettrica: acqua, derivati dell' anilina, chitina, o forse pigmenti di composizione ancora incerta.

Ora, francamente, se, ad un primo esame, non si presenta nessun argomento di indole pregiudiziale contro i lavori della prima serie, per gli altri la cosa è molto diversa.

Bock e Kossonogoff applicano infatti ai dielettrici dei concetti e dei calcoli, che hanno senso e valore solamente quando si tratta di corpi conduttori.

Del resto, nemmeno le ricerche di Ehrenhaft, e forse anche quelle di Kirchner, ad un osservatore accurato si presentano con caratteri di piena sicurezza.

Mi è parso dunque che valesse la pena di riprendere in esame tutte queste memorie, con lo scopo di stabilire fino a che punto le conclusioni che esse contengono siano legittimate con le prove addotte dai singoli autori.

Le mie indagini furono intraprese nella primavera dello scorso anno, e dei primi resultati diede un cenno il Sig. A. Garbasso alla Società Italiana di Fisica, durante la riunione di Catania (Settembre 1903).

Mentre attendevo a completare il lavoro venne in luce

santissima nota del Prof. E. Pockels (nota [23]),
ta in sostanza al medesimo scopo.
kels si occupa in modo particolare della pubblica-
Ehrenhaft, e mostra con molto acume che la teoria
n, già accennata avanti, non si può applicare legit-
alle soluzioni colloidali. Il Pockels stesso fa ancora
e su la possibilità di ottenere colori superficiali o
i elettivi spiccati con risonatori sferici, visto il loro
rzamento.
nella nota di cui si tratta è già svolta una parte
nma che mi era tracciato, intendo limitare adesso
elle mie considerazioni; e di restringermi all'esame
li Kossonogoff e di Bock. Anzi mi occuperò dei
odo particolare, la massima parte degli appunti che
fare e all' una e all' altra ricerca essendo comuni.

ome fu detto avanti, il Kossonogoff attribuisce in
una risonanza ottica i colori vivaci, che presen-
delle farfalle e i derivati del catrame allo stato

le scaglie dei lepidotteri intanto è materialmente
che si tratti *sempre* di risonanza (in senso ristretto)
bbe il fisico russo. Vi sono infatti delle scaglie,
ano in luce trasmessa e in luce riflessa la mede-
come sarebbero quelle rance del Papilio Machaon;
no invece delle altre, che mostrano nei due casi
lementari: per tipo di queste si possono prendere
zzurre o turchine del genere Morpho [1]).
alla prima categoria, l' ipotesi della risonanza (in
tto) va esclusa a priori; perchè uno schermo di
ssorbe sempre le onde che è capace di riflettere.
rzioni d' ala coperte con simili scaglie hanno l'ap-
te delle sostanze minerali ridotte in polvere.

stinzione fra le due categorie di squame si deve al Sig. Gar-
172; il quale fu anche il primo ad indicare le squame del
come *analoghe* per il loro comportamento agli schermi di
sto dato di fatto sembra essere sfuggito al Kossonogoff.

Restano le altre squamette, sul tipo di quelle appartenenti alle Morpho; per queste non è assurdo pensare ad un fenomeno di risonanza, e la loro stessa tinta brillante (*Schillerfarbe*, direbbero i tedeschi) le mette in relazione coi metalli e con molti colori di origine organica.

Ma se l'ipotesi del Kossonogoff nell' ultimo caso non è assurda rimane però sempre poco verosimile.

Quando si fa la teoria del risonatore sferico (H. Poincaré, Électricité et Optique, II, 175, 1891) si suppone che la sostanza di cui esso risulta sia conduttrice, buonissima conduttrice anzi, e questo non è il caso della chitina o dell'acido urico, e nemmeno dei derivati del catrame.

Si potrebbe forse sostenere che ogni sostanza, in prossimità di una banda d' assorbimento, deve comportarsi come un metallo, ma la cosa meriterebbe di essere esaminata con qualche ponderazione. Comunque, vogliamo ammettere anche questo e supporre che ai globuli dielettrici, in certi casi specialissimi, si sia autorizzati ad applicare la teoria del risonatore; non si sarà autorizzati, in ogni modo, a dedurne le conseguenze che al Kossonogoff è parso di poter stabilire.

Siccome i diametri dei nuclei da lui misurati sono troppo grandi in proporzione delle onde, alle quali corrispondono, egli ammette di trovarsi in presenza delle ottave superiori del tono fondamentale.

Ora, a proposito degli armonici, bisogna intendersi. Che una corda oltre al suono più basso (T) dia anche quelli coi periodi T/2, T/3 . . . dipende dalla forma dell' equazione differenziale, che definisce il fenomeno.

Avendosi:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

si può prendere per y l' espressione:

$$\text{sen} \frac{n\pi x}{l} \cos \frac{n\pi a t}{l}, \ldots$$

con n intero [1]); verrà dunque in generale:

$$T_n = \frac{2l}{na} .$$

Ciò non vuol dire che necessariamente ogni sistema vibrante emetta la serie degli armonici superiori; dall'equazione del pendolo, a buon conto, si deduce *un solo* periodo ben determinato. Quando si ponga:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -a^2y$$

potremo prendere:

$$y = \text{sen}\, at ,$$

$$= \text{sen} \frac{2\pi}{\left(\frac{2\pi}{a}\right)} t .$$

vale a dire:

$$T = \frac{2\pi}{a} ;$$

ma non potremo certamente fare:

$$T' = \frac{1}{2} T = \frac{\pi}{a} ,$$

ossia:

$$y = \text{sen} \frac{2\pi}{\left(\frac{\pi}{a}\right)} t ,$$

$$= \text{sen}\, 2at .$$

Questo *non è più* un integrale dell'equazione proposta; e quello che si dice del pendolo potrebbe ripetersi per il risonatore sferico.

Rimane veramente una strada aperta: poichè ogni funzione si svolge (sotto certe condizioni restrittive) in serie di

1) Si veda, per esempio, Lord Rayleigh, Theory of Sound, I, 179, 1894.

Fourier, è lecito pensare, a priori, che l' occhio percepisca volte un termine speciale dello sviluppo.

Ma se si prova a farlo davvero, lo svolgimento, si ved subito che la cosa non va, perchè porterebbe a conclusioni fisicamente inaccettabili.

Prendiamo ad esempio la relazione:

$$\Phi(t) = \frac{2}{l} \sum_1^\infty{}_n \operatorname{sen} \frac{n\pi t}{l} \int_0^l \Phi(\alpha) \operatorname{sen} \frac{n\pi\alpha}{l} d\alpha \text{ [1]},$$

che vale per t compreso fra zero ed l (esclusi i limiti), poniamo:

$$\Phi(t) = \cos \frac{\pi}{\omega} t,$$

$$l = \nu\omega.$$

Verrà:

$$\cos \frac{\pi}{\omega} t = \frac{2}{\nu\omega} \sum_1^\infty{}_n \operatorname{sen} \frac{n\pi t}{\nu\omega} \int_0^{\nu\omega} \cos \frac{\pi}{\omega} \alpha \operatorname{sen} \frac{n\pi\alpha}{\nu\omega} d\alpha,$$

$$= c_1 \operatorname{sen} \frac{\pi}{\nu\omega} t + c_2 \operatorname{sen} \frac{2\pi}{\nu\omega} t + c_3 \operatorname{sen} \frac{3\pi}{\nu\omega} t + \ldots,$$

$$= \sum_1^\infty{}_n c_n \operatorname{sen} \frac{n\pi}{\nu\omega} t;$$

essendo:

$$(*) \qquad c_n = \frac{2}{\nu\omega} \int_0^{\nu\omega} \cos \frac{\pi}{\omega} \alpha \operatorname{sen} \frac{n\pi\alpha}{\nu\omega} d\alpha.$$

Ma, per la formula notissima:

$$2 \operatorname{sen} p \cos q = \operatorname{sen}(p+q) + \operatorname{sen}(p-q)$$

---

1) Cfr. C. Jordan, Cours d'Analyse, II, 244, 1894.

vere subito :

$$\int_0^{\nu\omega}\left(\text{sen}\,\frac{n+\nu}{\nu}\,\frac{\pi}{\omega}\,\alpha + \text{sen}\,\frac{n-\nu}{\nu}\,\frac{\pi}{\omega}\,\alpha\right)d\alpha\,,$$

$$\frac{1}{(n+\nu)\,\pi}\Big|_{\nu\omega}^{0}\cos\,\frac{n+\nu}{\nu}\,\frac{\pi}{\omega}\,\alpha + \frac{1}{(n-\nu)\,\pi}\Big|_{\nu\omega}^{0}\cos\,\frac{n-\nu}{\nu}\,\frac{\pi}{\omega}\,\alpha$$

$$\left[\frac{1-\cos\,(n+\nu)\,\pi}{n+\nu} + \frac{1-\cos\,(n-\nu)\,\pi}{n-\nu}\right].$$

facciamo l'ipotesi che ν sia un numero intero

$$\cos\,(n-\nu)\,\pi = \cos\,[(n-\nu)\,\pi + 2\,\nu\,\pi]\,,$$
$$= \cos\,(n+\nu)\,\pi\,,$$

$$c_n = \frac{2\,n}{n^2-\nu^2}\;\frac{1-\cos\,(n+\nu)\,\pi}{\pi}\,.$$

o fosse :

$$n = |\nu|$$

;

$$c_n = \frac{0}{0}\,.$$

ine va dunque calcolato a parte.

o, secondo che è :

$$n = +\,\nu$$

$$n = -\,\nu\,,$$

ritornando alla (*):

$$c_n = \pm \frac{2}{\nu\omega}\int_0^{\nu\omega} \cos\frac{\pi}{\omega}\alpha \,\text{sen}\,\frac{\pi\alpha}{\omega}\,d\alpha\,,$$

$$= \pm \frac{1}{\nu\pi}\int_0^{\nu\omega} d\left(\text{sen}^2\frac{\pi}{\omega}\alpha\right),$$

$$= \pm \frac{1}{\nu\pi}\Big|_0^{\nu\omega}\text{sen}^2\frac{\pi}{\omega}\alpha\,,$$

$$= 0\,.$$

Vuol dire che nella serie manca il termine per il quale è

$$n = |\nu|\,;$$

mancano parimenti, secondo la (**), i termini in cui:

$$\underline{n+\nu}$$

è un numero pari.

Se, per fissare le idee, poniamo:

$$\nu = 1$$

andranno dunque a zero tutti i termini dispari, a cominciare dal primo.

Quanto ai coefficienti dei termini di ordine pari essi prendono, per la (**), la forma:

$$c_n = \frac{2n}{n^2-1}\,\frac{2}{\pi}\,,$$

$$= \frac{1}{\pi}\,\frac{4n}{n^2-1}\,;$$

e però risulta:

$$\cos\frac{\pi}{\omega}t = \frac{1}{\pi}\sum_1^\infty{}_n \frac{4\,(2n)}{(2n)^2-1}\,\text{sen}\,2n\frac{\pi}{\omega}t\,,$$

$$= \frac{1}{\pi}\sum_1^\infty{}_n \frac{8n}{4n^2-1}\,\text{sen}\,2n\frac{\pi}{\omega}t\,.$$

iluppo vale, per ciò che si avvertiva da principio, è compreso fra zero ed ω, vale anche, come è fae, negli intervalli:

$$2\omega \ldots\ldots 3\omega,$$
$$4\omega \ldots\ldots 5\omega,$$
$$\ldots\ldots\ldots$$

li intervalli:

$$\omega \ldots\ldots 2\omega,$$
$$3\omega \ldots\ldots 4\omega,$$
$$\ldots\ldots\ldots$$

la medesima serie, ma bisogna cambiare il segno o membro.

figura 1, per rendere più chiara la cosa, ho rapcon un diagramma l'andamento del coseno, e dei termini dello sviluppo.

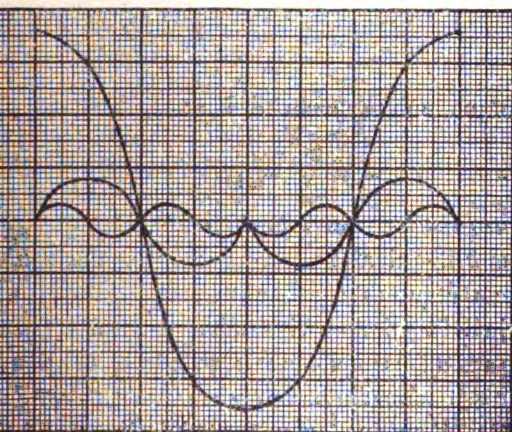


Fig. 1.

inteso che i punti:

$$t = 0, \omega, 2\omega, 3\omega, 4\omega, 5\omega, \ldots$$

lari; in essi la serie prende il valore zero, mentre embro è uguale alternativamente a:

$$\pm 1$$

Ora, ammesso, per abbondanza, che l' occhio percepisca come oscillatorii dei movimenti del genere di quelli, che sono segnati in figura, la validità fisica del risultato sarebbe sempre discutibile.

Si noti anzitutto che i coefficienti dei primi dieci termini prendono i valori:

$$\frac{1}{\pi}\frac{8}{4-1} = 2{,}67 \, . \, {}^1/\pi \, ,$$

$$\frac{1}{\pi}\frac{16}{16-1} = 1{,}07 \, . \, {}^1/\pi \, ,$$

$$\frac{1}{\pi}\frac{24}{36-1} = 0{,}69 \, . \, {}^1/\pi \, ,$$

$$\frac{1}{\pi}\frac{32}{64-1} = 0{,}51 \, . \, {}^1/\pi \, ,$$

. . . .

$$\frac{1}{\pi}\frac{80}{400-1} = 0{,}20 \, . \, {}^1/\pi \, ,$$

stanno dunque nel rapporto di 1 a:

$$0{,}40 \quad . \quad 0{,}26 \quad . \quad 0{,}19 \; . \; . \; . \; 0{,}08$$

e cioè *diminuiscono assai lentamente.*

Nascono di qui alcune conseguenze, che sono in aperto contrasto coi resultati sperimentali.

In primo luogo non vi sarebbero corpi trasparenti incolori; l' acqua, ad esempio, che ha delle bande d' assorbimento nell' ultrarosso immediato, dovrebbe presentare l' aspetto degli inchiostri d' anilina azzurri o violetti.

In tutti gli spettri ad ogni riga brillante corrisponderebbero le tre o quattro ottave superiori, ciò che è assolutamente falso.

Ma c' è di meglio, se prendiamo alla lettera il teorema di Fourier, e gli attribuiamo un senso fisico che non ha, magneti e corpi elettrizzati saranno di loro natura luminosi, perchè anche una costante si lascia svolgere in serie di seni e di coseni.

questo perchè si possa concludere che se le onde
n corrispondono al tono fondamentale (che è poi
ssibile) la risonanza va esclusa.
secondo la teoria, un risonatore sferico di diametro
rare col periodo:

$$T = \frac{2\pi A d}{\sqrt{3}}, \text{ [1]}$$

nque nell'aria delle onde di lunghezza:

$$\lambda = \frac{2\pi d}{\sqrt{3}},$$
$$= 3{,}6 \cdot d .$$

gue subito una conseguenza importante, vale a dire
lmente ci fossero delle sferette metalliche capaci
in accordo con le onde della luce *non si potreb-*
re, con nessun microscopio.
er i raggi rossi si sarebbe al limite teorico, al di là
non si formano più imagini, e per i raggi azzurri
la cosa andrebbe, naturalmente, anche peggio.
nuclei si riconoscono e si misurano su le squame
arati di anilina possiamo essere sicuri che la riso-
ci ha che vedere.
l Kossonogoff trova che:
er le scaglie dei lepidotteri il diametro dei corpu-
nsibilmente uguale alla lunghezza dell'onda cor-
e;
er i colori è invece la metà di codesta lunghezza.
è dalla formola:

$$\lambda = 3{,}6\, d ,$$

$$\frac{\lambda}{4} = 0{,}9\, d ,$$

isonatore sferico ha anche uno smorzamento enorme, per cui è
arlare nel suo caso di risonanza.

e:

$$\frac{\lambda}{2} = 1{,}8\ d\ ,$$

egli conclude senz'altro che nel primo caso si vede la seconda ottava e nel secondo la prima della nota fondamentale.

Si capisce che in questo modo qualunque valore avesse il diametro dei nuclei si potrebbe sempre stabilire l'esistenza della risonanza. Se si trovasse la lunghezza uguale, poniamo, a quattro o cinque decimi del diametro si direbbe di aver osservato la terza ottava e così di seguito.

Francamente, non è il caso di insistere in proposito.

Del resto l'interesse dei fatti osservati dal Kossonogoff e dal Bock non diminuirebbe, quando fossero bene stabiliti, per la sola circostanza che si scarta l'interpretazione, che agli autori è piaciuto di darne.

§ 4. Mi sono dunque preoccupato di sottoporre nuovamente ad esame farfalle e colori d'anilina, procurando di eliminare, per quanto mi fu possibile, tutte le cause di errore, che influiscono su le misure di oggetti microscopici.

Dirò subito che:

a) per le squame dei lepidotteri, almeno per quelle a lucentezza metallica, i risultati del Kossonogoff sembrano esatti;

b) per i colori d'anilina le cose stanno altrimenti; e l'aspetto del preparato dipende più che altro dalle circostanze nelle quali si ottiene.

Trattandosi di ricerche condotte a scopo critico, ho preferito dare le prove di ciò che affermo in pochi casi particolari, piuttosto che riprodurre delle lunghe tabelle di numeri senza garanzia.

E però di alcuni preparati più caratteristici ho preso delle microfotografie.

In ogni caso, nelle condizioni dell'oggetto (cioè con lo stesso obbiettivo, lo stesso oculare e la stessa lunghezza della camera) fotografavo anche un micrometro diviso in centesimi di millimetro. E ciò per poter ricavare con ogni sicurezza l'ingrandimento impiegato.

La misura si fa nel modo che segue.

Con un microscopio di piccolo ingrandimento (15-20 diametri) fornito di micrometro oculare si osserva successivamente una serie di nuclei, su la negativa, e poi un tratto di un millimetro di lunghezza (micrometro obbiettivo); sia n il numero delle divisioni del micrometro oculare, che corrispondono al diametro del nucleo osservato, m il numero delle divisioni stesse contenute in un millimetro; sia poi r, in millimetri, il valore della divisione sul micrometro fotografato, si avrà, manifestamente, per la misura di ciascun nucleo, la formula

$$\frac{n}{100\, m\, r}.$$

Le osservazioni furono fatte, come dicevo, sopra le negative, e del resto, grossolanamente, si potrebbero anche ripetere su le figure che riporto.

Ho impiegato per le microfotografie un grande microscopio di Leitz (in *Wetzlar*, n. 15913), munito di camera e di tutti gli accessorii. Come sorgente luminosa servì sempre una lampada di Nernst, che si rivelò veramente ottima per questo genere di ricerche.

La posa fu compresa fra un minuto e mezzo e tre minuti. Si sarebbe potuto fare anche più presto, ma ho preferito diaframmare molto, per ottenere una risoluzione più netta.

Le figure che riporto sono cavate dalle negative, senza alcun ritocco [1]).

Eccone brevemente la descrizione.

La figura 2 rappresenta un piccolo tratto di una squama, appartenente ad una farfalla del genere Lycaena (un maschio); si tratta di squame azzurre-brillanti per riflessione, e gialle per trasparenza. Come si vede vi sono molte coppie di nuclei tondeggianti, distribuite in linee parallele; queste stanno secondo l' asse, cioè secondo la maggiore lunghezza della squama.

Nella figura 3 sono riprodotte due divisioni del micrometro obbiettivo, ottenute col medesimo ingrandimento.

1) Furono eseguite, in zinco, dalla Ditta Gianinazzi di Genova.

I dati di questa esperienza sono i seguenti;

$$n = 37{,}5\ ,$$
$$m = 22{,}0\ ,$$
$$r = 37{,}7\ ;$$

viene dunque come misura del diametro (in millimetri):

$$\frac{37{,}5}{100\ .\ 22{,}0\ .\ 37{,}7} = 0{,}0004521\ .$$

ed è realmente una lunghezza d' onda dell' azzurro.

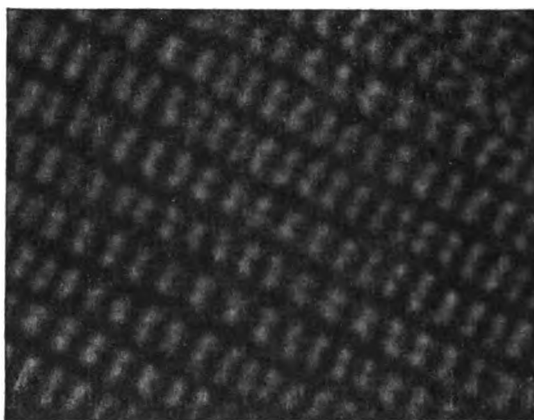


Fig. 2.

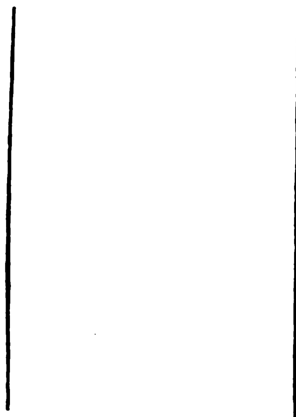


Fig. 3.

Resultati analoghi ho ottenuto in qualche altro caso; sebbene la risoluzione non sia sempre facile [1]).

Si noterà che i nuclei sono più chiari del fondo; è precisamente l'opposto di ciò che si verifica nel caso dei colori di anilina [2]).

Per questi, come ho già avvertito, i miei resultati non collimano punto con quelli del Kossonogoff. Bisogna però notare che in diverse condizioni si ottengono dei preparati diversissimi; il solvente, la concentrazione, la temperatura, e molte altre circostanze accessorie hanno un'influenza preponderante.

Ricorderò, ad esempio, che se si depone una goccia del liquido sopra un vetro ben pulito non si hanno nuclei, ma delle cristallizzazioni dendritiformi. Per produrre i corpuscoli tondeggianti bisogna ungere o ingrassare leggermente il vetrino; anzi basta strofinarlo due o tre volte con un dito.

Questo fatto, che è in relazione stretta con un altro osservato dal Wood (nota [20]), tenderebbe a provare che nella formazione dei nuclei intervengono essenzialmente delle azioni di capillarità.

Comunque, mi accontento anche qui di riprodurre poche fotografie, che illustreranno la mia tesi meglio di un lungo ragionamento.

---

1) Per le fotografie delle figure 2 e 3 ho impiegato l'obbiettivo di due mm. a immersione e l'oculare n. 4 compensato. La lunghezza della camera era di 140 centimetri.

2) Ed anche l'opposto di ciò che si vede in una figura del Sig. Kossonogoff, nota [12].

Le figure 4 e 5 corrispondono al deposito lasciato un vetrino (unto) da due goccie di *eritrosina* e *violet metile* in soluzione alcolica non troppo diluita.

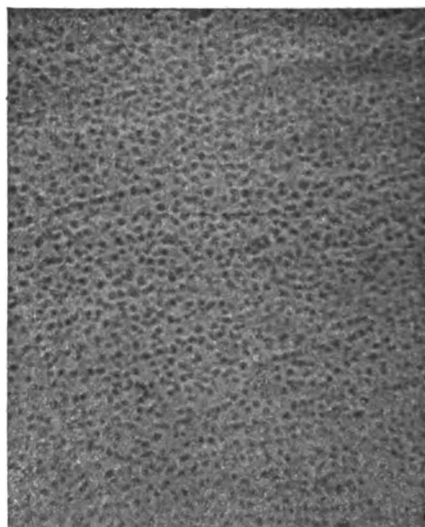


Fig. 4.



Fig. 5.

ra 6 rappresenta il micrometro obbiettivo, foto-
e stesse condizioni [1]),

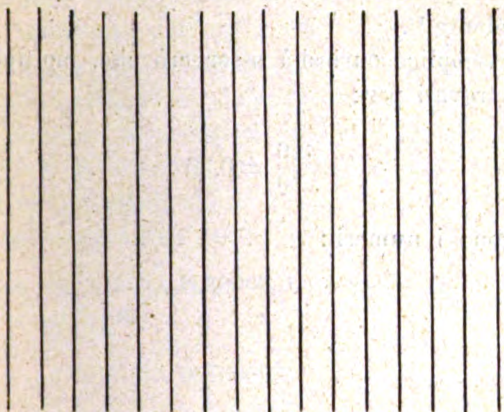


Fig. 6.

relativi a queste esperienze sono i seguenti:
sina):

$$n = 18,3 ,$$
$$m = 22,0 ,$$
$$r = 4,4 ;$$

e per il diametro medio:

$$\frac{18,3}{100 \,.\, 22,0 \,.\, 4,4} = 0,0018905.$$

tto di metile):

$$n = 10,1 ,$$
$$m = 22,0 .$$
$$r = 4,4 ;$$

e diametro:

$$\frac{10,1}{100 \,.\, 22,0 \,.\, 4,4} = 0010431 .$$

tivo di 4 mm. apocromatico, senza oculare. Lunghezza della
).

Questi numeri non hanno che vedere con la legg[e for-]
mulata dal Kossonogoff, secondo la quale lo spessore de[i cor-]
puscoli dovrebbe essere la metà della lunghezza d[']
corrispondente [1]).

Per semplice curiosità osserverò che, moltiplicand[o i]
diametri trovati per:

$$\frac{3,6}{10} = 0,36 ,$$

si ottengono i numeri:

0,0006806 ,

e:

0,0003756 ,

che sono dell' ordine di grandezza delle onde visibili;
fossero degli armonici nel caso dei sistemi da noi studi[ati]
potrebbe dire dunque di aver osservato il *quinto* di ess[i].

Del resto all' infuori di tutte queste prove negati[ve]
n' è una positiva, che basta da sola ad eliminare la i[potesi]
della risonanza. Se si osserva con un ingrandimento
eccessivo (per trasparenza) il preparato della figura
esempio, si vede benissimo che il fondo, tra i nuclei, è
la sua tinta non ha dunque niente da fare con un feno[meno]
macroscopico. Dipenderà senza dubbio da una risonanza
da una risonanza che si passa nelle molecole; anche l'a[cqua]
madre è colorata, e non contiene certo nuclei visibili.

§ 5. Riassumendo credo di poter concludere con
sicurezza che la legge che il Kossonogoff dedusse dalle
misure sui preparati d' anilina deve essere l' espression[e di]
circostanze puramente casuali.

---

1) Il Sig. Kossonogoff misura con la massima sicurezza dei dia[metri]
che sono al limite delle dimensioni visibili; egli parla anche una vo[lta di]
Diffraktionsgebilde (Phys. Zeitschrift, IV, 208, 1903; seconda colonna
sesta salendo), i quali non hanno più niente da fare con l' oggetto, [che li]
produce.

Resta il fatto interessantissimo relativo alle squame dei lepidotteri; col quale vanno messe in rapporto le osservazioni fatte dal Bock su le goccie d'acqua contenute in un getto di vapore. Anche il Bock trova che il diametro del nucleo è uguale alla lunghezza dell'onda riflessa.

Probabilmente siamo qui in presenza di un fenomeno di diffrazione che meriterebbe di essere studiato teoricamente; nei trattati classici, ch'io sappia, non si trova nulla in proposito, e solo il Sommerfeld, in una memoria inserita nei *Mathematische Annalen,* studiò qualche anno fa dei problemi, che hanno col nostro una certa analogia.

Genova, Istituto Fisico della R. Università.
Aprile 1904.

PROPRIETÀ TERMICHE DEI SOLIDI E DEI LIQUIDI.

Ricerche sperimentali del Prof. SILVIO LUSSANA.

Memoria II. - Parte I.

Alcune difficoltà sperimentali, che ancora non riuscii a vincere completamente, avendomi fino ad ora impedito di attuare il progetto di estendere le ricerche contenute nella prima memoria che pubblicai sullo stesso argomento [1]), ho pensato di eseguire intanto uno studio sulla compressibilità di alcuni corpi solidi nella fiducia che i risultati a cui giungerò non riusciranno del tutto inutili sia come elementi da usarsi nella costruzione della superficie termodinamica, sia ancora per lo studio del coefficiente di Poisson.

A questa ricerca tanto più facilmente mi indussi in quanto che nessun dato, che io sappia, si ha in proposito ad eccezione di quelli molto limitati dovuti all'Amagat, al Regnault, al Voigt ecc. e dedotti per via indiretta, mentre possono riuscire di grande utilità nelle ricerche sulla struttura molecolare dei corpi.

1) S. Lussana. Proprietà termiche dei solidi e dei liquidi (N. Cim. (5), 4, 371, 1902 e (5), 5, 153, 1903)

Il metodo da me usato è il dilatometrico; nel bulbo, (fig. 1, tav. I), ad una estremità del quale è saldato un cannello calibrato percorso al solito da un filino di platino del diametro di mm. 0,03, mentre l' altra estremità è aperta, introduco un cilindro del metallo da studiarsi, quindi dopo avere affilata l' estremità aperta del dilatometro lo taro, lo riempio completamente con petrolio, che faccio bollire a più riprese per scacciare ogni traccia d' aria, e con un colpo di fiamma ne chiudo l' affilatura. L' aumento di peso del dilatometro dà il peso del petrolio in esso contenuto; da questo peso, da quello del cilindro metallico e delle rispettive densità deduco la capacità del dilatometro alla temperatura d' osservazione e fino al punto del cannello al quale arriva il petrolio dopo che è rimasto in riposo un tempo sufficiente affinchè il tutto abbia raggiunta la temperatura dell' ambiente.

Riscaldo in seguito il dilatometro fino ad una temperatura un poco superiore alla massima che deve essere raggiunta nelle esperienze ed immergo l' estremità aperta del cannello in un bicchierino contenente mercurio in modo che, dopo avvenuto il raffreddamento, una porzione del cannello venga occupata da mercurio.

Il dilatometro così preparato viene introdotto nel blocco laboratorio ed è pronto per le misure.

Non starò qui a descrivere nè il modo di produrre la pressione, nè quello di misurarla, nè tutti i procedimenti sperimentali seguiti, avendoli già esposti diffusamente nel mio lavoro precedente; mi limiterò solo ad accennare brevemente al modo con cui eseguisco il calcolo dei volumi a cui si riducono i metalli cimentati nelle diverse fasi delle esperienze.

Sieno t e P rispettivamente la temperatura e la pressione d'osservazione; sia r la resistenza offerta in tali condizioni dal filo di platino teso lungo il cannello del dilatometro, ridotta a 0^0 e ad una atmosfera.

Sia ancora r_0 la resistenza a 0^0 e ad una atmosfera offerta dalla porzione del filo di platino che va dal bicchierino superiore del dilatometro fino al punto a, principio del cannello; V_0 la capacità a 0^0 del dilatometro fino al punto a e v_0 la capacità media a 0^0 di una porzione del cannello che cor-

la resistenza di 1 ohm del filo di platino. Il volume
del cilindro metallico e del petrolio alla tempera-
lla pressione P è evidentemente

$$\{V_0 + v_0 (r - r_0)\} (1 + \alpha t) \{1 - k (p - 1)\}$$

e k si indicano i coefficienti di dilatazione e di
lità del vetro.

anto è V'_0 il volume del petrolio contenuto nel di-
lla temperatura di 0° ed alla pressione di una at-
il suo coefficiente di dilatazione e k' quello di
lità, il volume del cilindro metallico a t_0 ed a P
arà:

$$r - r_0)\} (1 + \alpha t) \{1 - k (p - 1)\} - V'_0 (1 + \alpha' t) \{1 - k' (p - 1)\}.$$

en si vede, il grado di esattezza raggiunto, oltre
lo con cui vengono eseguite le misure e dal valore
nde principalmente dalla esatta conoscenza dei
fficienti k, k', α ed α'. Egli è perciò che ritenni
eterminarli tutti direttamente sul materiale effet-
sato.

mpressibilità e dilatazione del vetro.

ciente di compressibilità del vetro usato nei miei
lo dedussi dall'accorciamento che subisce una can-
AB (fig. 2), quando viene assoggettata a pres-
nna è fortemente zavorrata con mercurio ed ap-
riabilmente sul fondo del blocco-laboratorio, e
riazioni della sua lunghezza sono misurate dal-
nto del livello del mercurio posto nel bicchierino

le filo di platino, mantenuto teso con la disposi-
esentata a parte nella figura 4, pesca con un
bicchierino superiore della canna AB, mentre
mo è fissato ad un filo di platino saldato nel fondo
erino di vetro G; questo è sostenuto dalla guar-
ttone D alla quale sta fissata mediante una vite la
rame $c\,d$ che serve a tendere convenientemente

il filo $a\,b$. Tre molle ff fissate a D sostengono il sistema che porta il filino di platino in un punto determinato e fisso del blocco, di modo che la lunghezza del filo che sporge dal mercurio, supposta la temperatura invariata, dipende unicamente dalla lunghezza della canna AB, dall' altezza della colonnina di mercurio che si trova nel bicchierino, dalla lunghezza del nastro di rame $d\,c$ e dalla lunghezza della porzione del blocco compresa fra il fondo ed il punto in cui le molle tengono collegato ad esso il sistema che porta il filino di platino.

Si ha infatti, dando alle singole lettere i significati che vengono indicati nella fig. 2

$$L = \lambda + l + m + n\ .$$

Quando la pressione si porta da una atmosfera ad un certo valore P, queste diverse quantità cambiano, e precisamente mentre L aumenta, λ, l ed n diminuiscono ed m aumenta. La relazione che collega queste variazioni è appunto:

$$\Delta \lambda = \Delta m - \Delta l - \Delta n - \Delta L \tag{1}$$

dove $\Delta\, m$ non indica soltanto la variazione della lunghezza m primitiva per effetto della pressione, ma eziandio di quanto il filo ab per effetto della pressione viene a sporgere al di sopra del livello del mercurio in più di quanto sporgeva alla pressione atmosferica.

La variazione $\Delta\, m$ la dedussi dalla variazione della resistenza elettrica offerta dal filo $a\,b$ ridotta in ogni caso a 0° ed alla pressione atmosferica; così per es. sia r la resistenza misurata alla pressione atmosferica ed r'_p quella misurata alla pressione p: riduco quest' ultima alla pressione atmosferica mediante l' equazione

$$r'_p = r'_1 \{1 - 0{,}0_5 375\,(p-1) + 0{,}0_9 443\,(p-1)^2\}$$

ricavata da misure direttamente eseguite [1]), e così ottengo che le due resistenze r ed r'_1 ridotte a 0°, rappresentano le resistenze offerte dalla porzione del filo di platino che sporge dal bicchierino rispettivamente alla pressione atmosferica ed alla

1) Vedi lav. cit.

ρ, riferite alle stesse condizioni di pressione e tem-

filo di platino da me usato offre a 0° ed alla pres-
sferica una resistenza di 0,13956 per mm., quindi
i Δm viene dato da :

$$\Delta m = \frac{r'_1 - r}{0,13956} .$$

ghezza iniziale del filo di platino era di circa mm.
resistenza quindi si poteva misurare con sicurezza
illesimo di ohm, e quindi i valori di Δm sono esatti
illesimo di millimetro.

ai la variazione Δl in base alla compressibilità del mer-
endo conto della deformazione che subisce il bicchie-
tro. Ed ecco come: sia s la sezione del bicchierino
one atmosferica : il volume del mercurio, ritenendo
ino cilindrico a base piana, è $l s$ ad una atmosfera
$\alpha (p-1)\}$ a p atmosfere se α è il coefficiente di com-
del mercurio. D' altra parte la sezione del bicchie-
pressione p diventa $s\{1 - 2\beta (p-1)\}$ essendo β il
e di compressibilità lineare del vetro ; la nuova al-
ella colonna di mercurio sarà data dunque dall'equa-

$$s l \{1 - \alpha (p-1)\} = l_1 s \{1 - 2\beta (p-1)\}$$

ha :

$$l_1 = l \frac{1 - \alpha (p-1)}{1 - 2\beta (p-1)}$$

$$\Delta l = l - l_1 = l (p-1) \frac{\alpha - 2\beta}{1 - 2\beta (p-1)} .$$

anto a Δn è evidentemente espresso da

$$n \gamma (p-1)$$

a il coefficiente di compressibilità lineare dell'ottone,
valore di Δ L lo misurai direttamente nel modo che
in seguito.

Ne viene quindi che la (1) diventa

$$\Delta\lambda = \frac{r'_1 - r}{0,13956} - l(p-1)\frac{\alpha - 2\beta}{1 - 2\beta(p-1)} - n\gamma(p-1) - \Delta\lambda = \lambda\beta(p-1)$$

Da questa equazione si ricava senz' altro il valore di β. Per non complicare inutilmente i calcoli, tenuto conto che il termine Δl è un puro termine di correzione, lo calcolai prendendo per β il valore dato dall'Amagat secondo il quale da $0,0_6750$ fra 1 e 500 atmosfere va a $0,0_6743$ fra 1 e 2000 atm.

In quanto a γ infine assunsi il valore $0,0_6318$ calcolato pure dall'Amagat in base ai coefficienti di elasticità e di Poisson da lui misurati.

I valori numerici dei singoli elementi contenuti nella equazione precedente sono:

$$l = \text{mm. } 15\,;\quad n = \text{mm. } 10\,;\quad \lambda = \text{mm. } 488.$$

Fin qui supposi la temperatura invariata; siccome però in realtà essa variò durante le tre serie di misure eseguite da 11°,0 a 11°,9, così fui costretto ad introdurre alcune altre correzioni, che qui per amore di brevità non starò nemmeno a specificare, per ridurre sempre le singole lunghezze ad una stessa temperatura che presi eguale a 11°,5.

Dissi che i valori di ΔL li misurai direttamente. Ecco come procedetti a tale scopo. Nel foro praticato sul fondo del manicotto A (fig. 3 Tav. I) che porta le tre molle ed usato precedentemente, introdussi a forza un tappo di ebanite B impanato lungo l'asse. Un filo di rame G A di 3 mm. di diametro è avvitato in B e porta superiormente un bicchierino di ebanite G. Inferiormente questo filo è pure munito di impanatura su cui si avvita un tappo di ebanite F al quale è fissata, mediante una vite, la sbarretta di rame E E ripiegata in basso due volte ad angolo retto, e che serve a mantenere teso il filo di platino AE. La lunghezza totale è eguale alla somma della lunghezza della canna di vetro usata nelle misure precedenti ed a quella del filino di platino, di modo che introducendo questo apparecchio nel blocco laboratorio in modo che le molle si fermino allo stesso punto del blocco come precedentemente, l'estremità

iene a pescare nel mercurio di cui un piccolo strato circa si trova sul fondo.

evidente che la lunghezza complessiva della porilo di platino AE che sporge dal mercurio e del filo mpreso fra il tappo di ebanite B ed il filo di pla- da

$$\lambda = L - l - n \, .$$

la pressione varia, si ha evidentemente

$$\Delta L = \Delta \lambda - \Delta n - \Delta l$$

oli termini Δn e Δl contenuti nel secondo membro nano in modo consimile a quello tenuto nel caso ; mentre $\Delta \lambda$ si deduce, così come si fece per Δm, zione della resistenza elettrica offerta da λ; ora qui la resistenza offerta da λ quando agisce la presella che la stessa lunghezza di filo avrebbe alla pressferica, sarebbe stato necessario separare la resirta dal rame da quella offerta dal platino; ma data sproporzione fra il diametro del filo di rame (mm. del filo di platino (mm. 0,03), e la piccola differenza iciente di variazione di resistenza con la pressione questi due metalli è evidente che non si commette sibile facendo il calcolo come se si trattasse di solo

e poi le cose furono disposte in modo che il valore esta seconda serie di esperienze era eguale a quello serie, è chiaro che i valori di ΔL qui misurati r calcolare senz' altro il valore di $\Delta \lambda$ dato dalla (1). ra però da prevedersi data la notevole differenza etro esterno (cm. 10) ed il diametro interno (cm. 2) laboratorio, mi risultò che i valori di ΔL sono sennulli.

si riduce dunque alla forma più semplice

$$\Delta \lambda = \Delta m - \Delta l - \Delta n \, .$$

ri da essa ottenuti divisi, per la lunghezza iniziale na di vetro e per la pressione $(p-1)$, danno il coef-

ficiente medio di compressibilità lineare del vetro, e q
moltiplicato per 3 dà il coefficiente di compressibilità cubi
Nella seguente tabella sono consegnati questi coefficienti
si deducono dalle mie esperienze per i vetri che io usai,
fronte ad essi nella terza colonna si trovano i coefficient
dall'Amagat.

Press. in atm. fra	k. 10^8	K. 10^8 sec. Am.
1 — 500	224,8	225,0
1 — 1000	221,1	224,8
1 — 1500	216,2	223,5
1 — 2000	213,2	222,9
1 — 2500	210,3	
1 — 3000	208,4	

È notevole la concordanza nell' intervallo da 1 a 500
che esiste fra il coefficiente da me determinato e quello
dall'Amagat; per pressioni superiori i vetri da me usati d
un coefficiente che diminuisce più rapidamente con l'au
tare della pressione di quello che non facciano quelli
l'Amagat.

Non ritenni utile estendere le determinazioni anc
temperature superiori a quelle dell' ambiente e ciò pe
data la notevole difficoltà che si incontra nel mantene
temperatura costante ed uniforme la caldaja con l' olio
grande massa del blocco laboratorio in essa immersa, le
rezioni dovute alla temperatura sarebbero riuscite sup
alle variazioni che vi potevano essere nei valori di K. D'
parte, data la minima differenza che esiste nel valore di
il vetro da me usato e per quello che fu studiato dall'Am
ritenni di essere autorizzato ad estendere al caso mio le
clusioni a cui venne l'Amagat secondo le quali K aun
del 3 % per ogni 100° di temperatura.

Una volta studiato il coefficiente di compressibilit
vetro ne determinai anche, coi soliti metodi, il coefficien
dilatazione media, e lo trovai eguale a 0,0000322.

ompressibilità e dilatazione del petrolio.

dal principio delle presenti ricerche mi preparai per
ne frazionata fra 220° e 290° del petrolio in quantità
perchè potesse bastarmi per tutto il corso di esse;
determinai con ogni cura sia la densità alla tempe-
dinaria, come pure i coefficienti di compressibilità e
ione. Questi ultimi li ottenni introducendo petrolio
no dei soliti dilatometri, e quindi misurandone il vo-
iverse pressioni e temperature.
ensità del petrolio da me usato, riferita all' acqua a

$$p_{8^\circ,3} = 0,86845$$

re che il coefficiente di dilatazione medio era:

$$\alpha = 0,00080065 \quad \text{per} \quad t = 57^\circ$$
$$\alpha = 0,00094994 \quad » \quad t = 96^\circ$$
$$\alpha = 0,00101744 \quad » \quad t = 139^\circ$$

uanto al coefficiente di compressibilità, per comodità
, trovai opportuno riferirlo all' unità di peso piutto-
ll' unità di volume, di modo che nella seguente ta-
lori di δ alle diverse temperature e pressioni hanno
te significato:

$$\delta = \frac{V_1 - V_p}{(p-1)\,P}$$

e V_p rappresentano il volume occupato da un peso P
o sotto la pressione p ed alla temperatura indicata
lle singole colonne.

one	Valori di δ. 10⁸ per			
	$t = 10^\circ$	57°	97°	140°
)	9995	11338	16270	23970
)	8028	9074	11855	16160
)	6635	7825	9535	12650
)	5770	6980	8467	10395
)	5123	6284	7663	9175
)	4582	5660	6967	8285
)	4110	5065	6299	7477

Questi coefficienti ottenuti, come ben si comprende, come media di varie serie di osservazioni, e calcolati per interpolazione, mi servirono insieme a quelli del vetro, ad apportare tutte le volute correzioni nel calcolo del volume occupato dai singoli metalli da me studiati alle varie pressioni e temperature.

Risultati sperimentali.

Nelle tabelle che seguono, per brevità, non riferisco tutte le numerose serie di determinazioni eseguite, ma mi limito a darne le medie; di più, per maggiore uniformità ridussi per interpolazione i volumi ottenuti alle varie pressioni a quelli che corrispondono a pressioni rappresentate da centinaia intiere di atmosfere. Infine tutti i volumi sono espressi in funzione del volume a 0° e ad una atmosfera preso come unità.

In testa alle singole tabelle si trova segnata la temperatura d'osservazione, la densità del metallo, il peso del cilindro usato, il volume ad una atmosfera ed alla temperatura d'osservazione preso al solito come unità quello a 0°, e l'equazione che rappresenta la isoterma di cui i dati sperimentali sono consegnati nella tabella relativa.

Questa equazione la dedussi dalla costruzione grafica degli elementi forniti direttamente dall'esperienza. Costruita infatti la curva rappresentativa è evidente che il coefficiente del termine di primo grado nell'equazione che le equivale è rappresentato dalla inclinazione della tangente al principio della curva, mentre la differenza fra l'ordinata che su questa tangente corrisponde alla pressione massima e quella che alla stessa pressione corrisponde sulla curva, divisa per il quadrato della pressione dà il coefficiente del termine di secondo grado.

In ciascuna tabella poi oltre alla pressione ed al volume che ad essa compete trovasi nella terza colonna indicato anche il coefficiente di compressibilità medio calcolato fra una e p atmosfere.

Il materiale studiato mi venne fornito dal Merck.

Stagno.

$d_{8°,9} = 7,2808$; Peso cilindro usato = gr. 211,8925

$t = 9°,0$; $V_1 = 1,00062$

$$V_p = V_1 \{1 - 0,0_5 27060 (p - 1) + 0,0_9 1031 (p - 1)^2\}$$

Press.	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8
100	1,00035	270	1100	0,99776	260	2100	0,99538	249
200	008	269	1200	751	259	2200	515	248
300	0,99981	268	1300	727	258	2300	493	247
400	955	267	1400	703	257	2400	471	246
500	929	266	1500	679	256	2500	449	245
600	903	265	1600	655	254	2600	428	244
700	877	264	1700	631	253	2700	406	243
800	852	263	1800	608	252	2800	384	242
900	826	262	1900	584	251	2900	363	241
1000	801	261	2000	561	250	3000	342	240

$t = 105°$; $V_1 = 1,00736$

$$V_p = V_1 \{1 - 0,0_5 27816 (p - 1) + 0,0_9 1032 (p - 1)^2\}$$

P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8
100	1,00708	277	1100	1,00440	267	2100	1,00194	256
200	680	276	1200	414	266	2200	170	255
300	653	275	1300	389	265	2300	147	254
400	626	274	1400	364	264	2400	124	253
500	599	273	1500	339	263	2500	101	252
600	572	272	1600	314	261	2600	078	251
700	545	271	1700	290	260	2700	056	250
800	518	270	1800	266	259	2800	034	249
900	492	269	1900	242	258	2900	012	248
1000	466	268	2000	218	257	3000	0,99990	247

$$t = 156^{\circ} \; ; \quad V_1 = 1{,}01111$$

$$V_p = V_1 \{1 - 0{,}0_5 28208 (p-1) + 0{,}0_9 10160 (p-1)^2\}$$

P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8
100	1,01083	281	1100	1,00819	271	2100	1,00559	261
200	054	280	1200	784	270	2200	535	260
300	026	279	1300	758	269	2300	511	259
400	1,00998	278	1400	732	268	2400	487	258
500	970	277	1500	707	267	2500	463	257
600	943	276	1600	682	266	2600	440	256
700	916	275	1700	657	265	2700	417	255
800	889	274	1800	632	264	2800	394	254
900	862	273	1900	607	263	2900	371	252
1000	836	272	2000	583	262	3000	349	251

$$t = 170^{\circ} \; ; \quad V_1 = 1{,}01220$$

$$V_p = V_1 \{1 - 0{,}0_5 28401 (p-1) + 0{,}0_9 1000 (p-1)^2\}$$

P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8
100	1,01191	283	1100	1,00916	273	2100	1,00662	263
200	163	282	1200	890	272	2200	638	262
300	135	281	1300	864	271	2300	614	261
400	107	280	1400	838	270	2400	590	260
500	079	279	1500	812	269	2500	566	259
600	051	278	1600	787	268	2600	542	258
700	024	277	1700	762	267	2700	519	257
800	1,00997	276	1800	737	266	2800	496	256
900	970	275	1900	712	265	2900	473	255
1000	943	274	2000	687	264	3000	450	254

Piombo.

$= 11{,}1735$; Peso cilindro usato = gr. 97,2835

$t = 10^0$; $V_1 = 1{,}00088$

$V_1 \{1 - 0{,}0_5\,38668\,(p-1) + 0{,}0_9\,11426\,(p-1)^2\}$

$_{,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 18^8
0049	387	1100	0,99676	374	2100	0,99328	363
011	385	1200	640	373	2200	292	362
9974	384	1300	604	372	2300	258	361
935	382	1400	568	371	2400	225	360
897	381	1500	533	370	2500	192	358
860	380	1600	498	369	2600	159	357
825	379	1700	463	368	2700	126	356
786	378	1800	428	367	2800	094	355
749	377	1900	394	365	2900	062	354
713	375	2000	360	364	3000	030	353

Cadmio.

$= 8{,}6379$; Peso cilindro usato = gr. 103,5254

$t = 11^0{,}5$; $V_1 = 1{,}00109$

$= V_1 \{1 - 0{,}0_5\,29025\,(p-1) + 0{,}0_9\,176\,(p-1)^2\}$

$_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8	P	$V_{t,p}$	K. 10^8
00080	288	1100	0,99811	271	2100	0,99578	253
052	285	1200	786	269	2200	556	251
024	283	1300	762	267	2300	535	250
9996	282	1400	738	265	2400	514	248
968	281	1500	714	264	2500	494	246
941	280	1600	690	262	2600	474	244
914	278	1700	667	260	2700	454	242
888	276	1800	644	258	2800	435	241
862	274	1900	621	257	2900	416	240
837	272	2000	599	255	3000	397	239

$t = 99^\circ$; $V_t = 1{,}00944$

$$V_p = V_t \{1 - 0{,}0_5 30083\,(p-1) + 0{,}0_9 1658\,(p-1)^2\}$$

P	$V_{t,p}$	K. 10⁶	P	$V_{t,p}$	K. 10⁶	P	$V_{t,p}$	K. 10⁶
100	1,00914	299	1100	1,00680	283	2100	1,00379	268
200	884	297	1200	603	282	2200	356	266
300	854	296	1300	577	280	2300	333	265
400	825	295	1400	551	279	2400	310	263
500	796	293	1500	526	278	2500	288	262
600	768	291	1600	501	276	2600	266	260
700	740	290	1700	476	274	2700	245	258
800	712	288	1800	451	273	2800	224	257
900	684	286	1900	427	271	2900	203	255
1000	657	284	2000	403	269	3000	183	253

Zinco.

$d_{21^\circ,8} = 7{,}0816$; Peso cilindro usato = gr. 111,8422

$t = 12^\circ{,}2$; $V_t = 1{,}00094$

$$V_p = V_t \{1 - 0{,}0_5 21594\,(p-1) + 0{,}0_9 10821\,(p-1)^2\}$$

P	$V_{t,p}$	K. 10⁶	P	$V_{t,p}$	K. 10⁶	P	$V_{t,p}$	K. 10⁶
100	1,00073	215	1100	0,99870	204	2100	0,99688	193
200	052	214	1200	851	203	2200	671	192
300	031	213	1300	832	202	2300	654	191
400	010	212	1400	813	201	2400	637	190
500	0,99989	211	1500	794	200	2500	621	189
600	968	209	1600	776	199	2600	605	188
700	948	208	1700	758	198	2700	589	187
800	928	207	1800	740	197	2800	573	186
900	908	206	1900	722	196	2900	558	185
1000	889	205	2000	705	194	3000	543	184

Rame.

$= 8,8633$; Peso cilindro usato $=$ gr. 86,9492

$t = 17°,0$; $V_1 = 1,00085$

$V_1 \{1 - 0,0_5\, 11054\, (p-1) + 0,0_{10}\, 351\, (p-1)^2\}$

p	K. 10⁸	P	$V_{t,p}$	K. 10⁸	P	$V_{t,p}$	K. 10⁸
074	110	1100	0,99968	106	2100	0,99868	103
063	110	1200	958	106	2200	858	103
052	109	1300	948	105	2300	849	103
041	109	1400	938	105	2400	840	102
031	109	1500	928	105	2500	831	102
020	109	1600	918	104	2600	821	102
009	109	1700	908	104	2700	812	101
998	108	1800	898	104	2800	803	101
988	108	1900	888	104	2900	794	100
978	107	2000	878	104	3000	785	100

$t = 117°$; $V_1 = 1,00592$

$V_1 \{1 - 0,0_5\, 11896\, (p-1) + 0,0_{10}\, 965\, (p-1)^2\}$

p	K. 10⁸	P	$V_{t,p}$	K. 10⁸	P	$V_{t,p}$	K. 10⁸
580	118	1100	1,00472	109	2100	1,00383	99
568	117	1200	462	108	2200	375	98
557	116	1300	452	107	2300	367	97
546	115	1400	443	106	2400	360	96
535	114	1500	434	105	2500	353	95
524	113	1600	425	104	2600	346	94
513	112	1700	416	103	2700	339	93
502	111	1800	407	102	2800	332	92
490	110	1900	399	101	2900	326	91
482	109	2000	391	100	3000	320	90

un semplice sguardo a queste tabelle per convin- n generale i coefficienti di compressibilità dei solidi con l'aumentare della temperatura, diminuiscono entare della pressione, e che questa diminuzione è nte tanto minore quanto più elevata è la tempera-

Per avere poi un' idea del modo di comportarsi del
ficiente di dilatazione, composi la seguente tabella dove
dica il coefficiente medio di dilatazione fra le temper
segnate in testa alle singole colonne e dedotto dalle p
denti tabelle secondo l' espressione

$$\alpha = \frac{V_{t_1} - V_t}{V_t (t_1 - t)}$$

Stagno **Cadmio** **Ram**

Press.	$\alpha . 10^8$ fra le temperature			$\alpha . 10^8$ a 50° sec. Fizeau	$\alpha . 10^8$ fra le temp. 14°,5—99°	$\alpha . 10^8$ a 50° sec. Fizeau	$\alpha . 10^8$ fra le temp. 17°—117°
	9°—105°	9°—156°	9°—170°				
1	7016	7132	7188	6807	9533	9306	5074
500	6984	7086	7148	—	9466	—	5038
1000	6941	7055	7107	—	9387	—	5041
1500	6897	7016	7060	—	9307	—	5064
2000	6874	6983	7025	—	9226	—	5136
2500	6829	6936	6976	—	9120	—	5229
3000	6795	6896	6928	—	9037	—	5361

Ne viene da qui, come prima conseguenza, che il
ciente di dilatazione diminuisce con l' aumentare della
sione e *probabilmente fino ad un minimo;* mentre i
relativi allo stagno mostrano ancora che α aumenta in
rale con l'aumentare della temperatura, e tanto più q
più la temperatura è elevata.

Come risulta poi dalle colonne appositamente agg
nella tabella precedente si ha che i valori di α, dedotti
mie esperienze alla pressione atmosferica, si possono rit
sufficientemente concordanti con quelli che vengono da
Fizeau, e ciò tanto più se si tiene conto delle notevoli
coltà e delle incertezze che necessariamente si hanno co
todo che io dovetti usare adattandolo ad elevate pressio

Coefficiente di Poisson ed equazione di stato.

Come già dissi al principio, i pochi dati che si h
sulla compressibilità dei solidi, ad eccezione dei coefficie

ilità del salgemma e della silvina dati da Röntgen
er [1]), furono ottenuti calcolandoli dalle altre costanti

scopo si fa uso della nota relazione

$$C_k = \frac{3(1 - 2\mu)}{E}$$

dica il coefficiente di Poisson ed E il coefficiente di
Ora le notevoli divergenze che si osservano, nei
, fanno sì che i valori così calcolati riescano molto
i sembra invece che, potendo misurare C_k con suf-
ecisione, riesca molto più esatto dedurre da questa
il valore di μ. Non solo, ma questo procedimento ci
di esaminare con maggiore facilità e sicurezza come
a il valore di μ quando la temperatura aumenta.
are un' idea di quanto si ottiene in questo modo,
numeri contenuti nella seguente tabella, nella quale
nella quarta colonna segnati i nomi degli autori ai
eve il valore di E, mentre che nella quinta colonna
i coefficienti di compressibilità riferiti alla pressione
per mm², e ciò per la necessaria uniformità nelle
isura.

E	Temp.	Nome dell' autore	C_k fra 1 atm. e 100 atm.	μ	Limite dei valori di μ det. direttam.
6940		Voigt	0,000279	0,178	0,289
1803	15°	Wertheim	375	0,387	0,370—0,428
0638		Voigt	106	0,312	0,250—0,348
2449	15°	Wertheim		0 280	
9827	100°	»	113	0,315	
5291		Voigt	261	0,270	0,313
4170	15°	Wertheim		0,319	
0111		Voigt	208	0,149	0,180—0,230
8734	15°	Wertheim		0,197	

. Röntgen und J. Schneider. Ueber die Compressibilität des Sylvins, des
d der wässerigen Chlakaliumlösungen (Wied Ann. 34, 531, 1888).

Come si vede, ad onta della notevole divergenza fra i valori di E, pure in realtà i valori di μ così calcolati (specialmente quelli in base ai dati del Wertheim) si mantengono abbastanza concordanti con quelli ottenuti direttamente.

Per ciò che riguarda la temperatura, non mi fu sfortunatamente possibile avere valori di E a temperature superiori all'ordinaria, meno che pel rame, pel quale si vede che realmente μ *aumenta* con la temperatura, e precisamente di circa il 12 % quando la temperatura va da 15° a 100°.

In un suo interessante lavoro il Mie [1]), dopo avere calcolato la forma dell'equazione di stato per i corpi semplici (einatomigen) allo stato solido e liquido, ne deduce la conseguenza:

$$v_r \cdot \alpha \cdot \gamma = \frac{\nu + 2}{2} \cdot R$$

dove v_r è il volume occupato da un grammo-molecola, cioè il rapporto fra il peso molecolare ed il peso specifico; α è il coefficiente di dilatazione termica; γ è il modulo di elasticità; R la costante relativa ai gas; ν la potenza a cui deve elevarsi la distanza che i singoli atomi hanno dal centro della sfera molecolare, perchè riesca inversamente proporzionale alla forza elastica degli atomi. Egli pertanto, dopo avere lamentata la mancanza di cognizioni dirette rispetto a γ, cerca di esaminare questa relazione ammettendo che ν sia lo stesso per tutti i corpi, e calcolando γ nel modo suddetto per $\mu = 0{,}25$. In tali condizioni il prodotto $v_r \cdot \alpha \cdot \gamma$ deve risultare una costante dalla quale si può poi ricavare il valore di ν. Nella seguente tabella pertanto si trovano i valori di v_r calcolati in base alle densità da me riscontrate, mentre assunsi per α i valori dati dal Fizeau meno che pel fosforo pel quale usai il coefficiente dato dal Pisati.

I numeri contenuti nella penultima colonna vennero calcolati prendendo $R = 84{,}8$ mentre i valori di γ non sono altro che l'inversa dei valori di C_k dedotti dalle mie esperienze.

1) G. Mie. Zur Kinetischen Theorie der einatomigen Körper (Drud. Ann. (4), 11, 657, 1903).

V_F	α	γ	$V_F \alpha \gamma$	ν	$V_F \alpha \gamma$ calc. dal Mie coi dati del Voigt
	0,000				
12,93	0931	366000	440	8	452
16,9	3750	72400	459	9	—
18,48	0877	267000	433	8	—
7,14	0509	943000	343	6	267
16,30	0681	383000	425	8	389
9,20	0872	481000	386	7	470

attribuendo ad incertezze nelle misure le diver-rvate nei valori di $v_F . \alpha . \gamma$ ritiene che ν sia co-ne sembra però che dato lo scarso materiale di ne che si possiede, sia prematuro formulare una za qualunque, tanto più che, se anche si ammette probabile che sia ν costante, potrebbe anche essere a da quella data dal Mie la ragione delle divergenze rvano fra i valori di $v_F . \alpha . \gamma$.

nbra però fuori dubbio che si debba ritenere $\nu > 3$: l'equazione di stato calcolata dal Mie, porta alla za che x debba sempre aumentare con la tempera-dir vero più rapidamente a temperature elevate e; e ciò è appunto quanto si verifica nel caso dello

que sia, per ora mi basta di avere accennato alla questione, riservandomi di trattarla più estesamente o avrò ultimato le ricerche sopra un numero più corpi semplici (einatomigen) e composti (mehrato-

Conclusioni.

nclusioni che permettono fin d'ora di formulare le i cui ho qui presentati i primi risultati sono le se-

coefficiente di compressibilità nei corpi solidi dimi-l'aumentare della pressione ed aumenta con la ra.

2) Il coefficiente di dilatazione a qualunque pr
aumenta con la temperatura e sembra tanto più qua
elevata è la temperatura.

3) Il coefficiente di dilatazione diminuisce con l
sione; sembra però che debba esistere un minimo,
mòstra il rame, dopo il quale aumenta tanto più qua
si eleva la pressione.

4) La conoscenza del coefficiente di compressibilit
permette di calcolare il coefficiente di Poisson con su
sicurezza, e quando le ricerche saranno sufficientemen
permetteranno forse di decidere sulla forma più ada
l'equazione di stato valevole per gli stati solido e liq

Dall' Istituto Fisico dell' Università di Siena
Maggio 1904.

FLUSSO DI ENERGIA E RADIAZIONE NEL CAMPO ELETTROMAGNETIC GENERATO DALLA CONVEZIONE ELETTRICA.

Nota di G. PICCIATI [1]).

1. Si consideri una carica elettrica mobile comu
un dielettrico indefinito impolarizzabile ed in quiet
campo elettromagnetico da essa generato.

Valendosi dei potenziali ritardati, il prof. Levi-Ci
dato [2]) un metodo generale che permette la determi
del campo così prodotto.

Siano $0\,x\,y\,z$ un sistema di assi fissi aventi l'origi
posizione iniziale della carica mobile Ω; le coordina
essendo $\varphi(t)$, $\psi(t)$, $\chi(t)$, sia r la distanza del punto g
considerato da quel punto Ω', che è la posizione occup
l'istante $t - Ar$ dalla carica che occupa nell' istante t
sizione Ω, e v la velocità della carica nella posizione
sendo allora

$$r^2 = (x - \overline{\varphi})^2 + (y - \overline{\psi})^2 + (z - \overline{\chi})^2, \tag{1}$$

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, serie 5., fasc. 8°, 1904.

2) Sur le champ électromagnétique ecc., Annales de la Faculté des Scie
louse, 2 série, t. 4, 1902.

(il tratto sovrapposto indicando per una funzione qualunque il mutamento di t in $t - \mathrm{A}r$) e le componenti della velocità della carica in Ω' essendo $\frac{\overline{d\Phi}}{dt}$, $\frac{\overline{d\Psi}}{dt}$, $\frac{\overline{d\chi}}{dt}$, si sa che i potenziali ritardati elettrostatico e vettore hanno le espressioni seguenti

$$(2) \begin{cases} \mathrm{F} = \dfrac{m}{r[1 - \mathrm{A}v\cos vr]} = \dfrac{m}{r - \mathrm{A}\left[(x - \overline{\Phi})\dfrac{\overline{d\Phi}}{dt} + (y - \overline{\Psi})\dfrac{\overline{d\Psi}}{dt} + (z - \overline{\chi})\dfrac{\overline{d\chi}}{dt}\right]}, \\ \mathrm{U} = \mathrm{A}\dfrac{\overline{d\Phi}}{dt} \cdot \mathrm{F}, \quad \mathrm{V} = \mathrm{A}\dfrac{\overline{d\Psi}}{dt} \cdot \mathrm{F}, \quad \mathrm{W} = \mathrm{A}\dfrac{\overline{d\chi}}{dt} \cdot \mathrm{F}, \end{cases}$$

in cui m è la carica ed A l'inversa della velocità della luce. Questi potenziali ritardati soddisfanno all'equazione

$$\Box f = \Delta_2 f - \mathrm{A}^2 \frac{d^2 f}{dt^2} = 0,$$

e sono legati fra loro dall'altra

$$\mathrm{A}\frac{d\mathrm{F}}{dt} + \frac{d\mathrm{U}}{dx} + \frac{d\mathrm{V}}{dy} + \frac{d\mathrm{W}}{dz} = 0.$$

Le componenti delle forze elettromagnetiche del campo generato dalla carica sono quindi, riferendoci agli assi fissi, le seguenti:

$$(3) \begin{cases} \mathrm{X} = -\dfrac{d\mathrm{F}}{dx} - \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{U}}{dt}, \\ \mathrm{Y} = -\dfrac{d\mathrm{F}}{dy} - \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{V}}{dt}, \\ \mathrm{Z} = -\dfrac{d\mathrm{F}}{dz} - \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{W}}{dt}, \end{cases} \qquad \begin{cases} \mathrm{L} = \dfrac{d\mathrm{V}}{dz} - \dfrac{d\mathrm{W}}{dy}, \\ \mathrm{M} = \dfrac{d\mathrm{W}}{dx} - \dfrac{d\mathrm{U}}{dz}, \\ \mathrm{N} = \dfrac{d\mathrm{U}}{dy} - \dfrac{d\mathrm{V}}{dx}, \end{cases}$$

Esse sono soluzioni dei sistemi

$$(\mathrm{I}) \begin{cases} \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{X}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{M}}{dz} - \dfrac{d\mathrm{N}}{dy}, \\ \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{Y}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{N}}{dx} - \dfrac{d\mathrm{L}}{dz}, \\ \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{Z}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{L}}{dy} - \dfrac{d\mathrm{M}}{dx}, \end{cases} \qquad (\mathrm{II}) \begin{cases} \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{L}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{Z}}{dy} - \dfrac{d\mathrm{Y}}{dz}, \\ \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{M}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{X}}{dz} - \dfrac{d\mathrm{Z}}{dx}, \\ \mathrm{A}\dfrac{d\mathrm{N}}{dt} = \dfrac{d\mathrm{Y}}{dx} - \dfrac{d\mathrm{X}}{dy}, \end{cases}$$

e delle due

$$\text{(III)}\quad \frac{dX}{dx}+\frac{dY}{dy}+\frac{dZ}{dz}=0,\qquad \text{(IV)}\quad \frac{dL}{dx}+\frac{dM}{dy}+\frac{dN}{dz}=$$

aventi una singolarità (variabile con t) nel punto dalla carica, e nulle all' infinito, in generale, sol $\frac{1}{r}$ [1]). Questo modo di comportarsi all' infinito delle fo tromagnetiche risulta senz' altro dalle loro espressioni che si ricavano dalle (3), tenendo conto delle (2) e d Ma anche senza ricorrere alle loro esplicite espressio facilmente riconoscere che in generale l' annullarsi del all' infinito come $\frac{1}{r^2}$ sarebbe fisicamente inattendibile.

Infatti si sa [2]) che il flusso di energia nell' unità attraverso l' unità di superficie è uguale al prodotto d forze elettrica e magnetica per il seno dell' angolo compreso e per il fattore $\frac{1}{4\pi A}$; cioè è dato da

$$\frac{1}{4\pi A}\{(NY-MZ)\cos nx+(LZ-NX)\cos ny+(MX-LY)$$

quindi, integrando ad una sfera σ infinitamente grande di energia del campo elettromagnetico che si disperde finito nell' unità di tempo, e che indichiamo con E, s

$$(4)\qquad E=\frac{1}{4\pi A}\int_\sigma \begin{vmatrix} X & Y & Z \\ L & M & N \\ \alpha & \beta & \gamma \end{vmatrix} d\sigma,$$

essendo $\alpha\,\beta\,\gamma$ i coseni della normale alla superficie verso l' interno.

1) Nella Nota: Campo elettromagnetico generato da una carica in mot uniforme. Rendiconti della R. Acc. dei Lincei, vol. 12, fasc. 2°, 1° sem. 1 sfuggita l' inesatta asserzione che le forze all' infinito si annullano come $\frac{1}{r^2}$

2) Vedi p. es. Hertz: Sull' equazioni fondamentali ecc., traduzione itali Cimento, 1890.

Ora se le forze si annullassero all' infinito di secondo ordine si avrebbe un flusso nullo, ciò che non sarebbe ragionevole. Infatti quando al sistema (carica o cariche mobili ed etere ambiente) non si comunica altra forma di energia, come avviene nel caso del moto traslatorio uniforme, è naturale che il flusso sia nullo: ciò che avviene, le forze annullandosi allora all' infinito di secondo ordine. Ma è anche naturale che questo non avvenga quando bisogna somministrare continuamente energia per mantenere il movimento. In questo caso l' energia somministrata sotto forma cinetica al sistema viene da esso restituita sotto forma di flusso a distanza infinita. È facile poter calcolare mediante la (4) il flusso di energia che nell' unità di tempo si disperde all' infinito: per questo basta tener conto nelle espressioni esplicite delle forze elettromagnetiche solo delle parti che si annullano all' infinito di primo ordine, il resto essendo trascurabile; e, fatta la sostituzione nella (4), effettuare l' integrazione estesa ad una sfera infinitamente grande.

Perciò si consideri il campo in un tempo t, nel quale istante la carica sia nel punto Ω di coordinate $\varphi(t)$, $\psi(t)$, $\chi(t)$; prendiamo, per semplificare i calcoli, una sfera di raggio r grandissimo col centro nel punto Ω', che è la posizione occupata dalla carica nel tempo $t - Ar$.

Assumiamo inoltre l' asse z diretto secondo la velocità v della carica in Ω', onde avremo per le componenti di questa velocità

$$\frac{\overline{d\varphi}}{dt} = 0\,, \qquad \frac{\overline{d\psi}}{dt} = 0\,, \qquad \frac{\overline{d\chi}}{dt} = v\,. \tag{5}$$

In generale dalle (3) si ricavano, mediante le (2) ed (1), espressioni esplicite delle forze elettromagnetiche; allora tenendo conto delle (5), e riferendoci ad un sistema di assi $x_1\, y_1\, z_1$ coll' origine in Ω' e paralleli agli assi $x\, y\, z$, si ottengono per le parti delle forze che si annullano all' infinito di primo ordine, e che indichiamo con (X) (Y) . . . (N), le seguenti espressioni relative ai punti della superficie sferica considerata:

$$
(6)\quad \begin{cases}
(X)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\dfrac{\alpha\cos ar}{1-Av\cos\theta}-\cos ax_1\right\}, \\[2ex]
(Y)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\dfrac{\beta\cos ar}{1-Av\cos\theta}-\cos ay_1\right\}, \\[2ex]
(Z)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\dfrac{\gamma\cos ar}{1-Av\cos\theta}-\dfrac{Av\cos Ar}{1-Av\cos\theta}-\cos az_1\right\}, \\[2ex]
(L)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\beta\cos az_1-\gamma\cos ay_1+\dfrac{Av\beta\cos ar}{1-Av\cos\theta}\right\}, \\[2ex]
(M)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\gamma\cos ax_1-\alpha\cos az_1-\dfrac{Av\alpha\cos ar}{1-Av\cos\theta}\right\}, \\[2ex]
(N)=\dfrac{mA^2a}{r(1-Av\cos\theta)^2}\left\{\alpha\cos ay_1-\beta\cos ax_1\right\}.
\end{cases}
$$

In esse a indica l'accelerazione della carica nella posizione Ω', collegata alla posizione Ω della carica relativa al tempo t nel modo detto, α, β, γ sono i coseni di r, θ la colatitudine relativa all'asse z_1, le altre quantità avendo il significato attribuitogli precedentemente.

Sostituendo nella (4) le espressioni (6) si ha :

$$
(7)\quad E=-\frac{m^2A^4a^2}{4\pi A}\int_\sigma\frac{[(1-Av\cos\theta)^2+2Av(1-Av\cos\theta)\cos ar\cos az_1-(1-A^2v^2)\cos^2 ar]\,\mathrm{sen}}{(1-Av\cos\theta)^6}
$$

ed integrando rispetto a ϕ, ricordando che è

$$
\cos ar=\alpha\cos ax_1+\beta\cos ay_1+\gamma\cos az_1\,,
$$

$$
\alpha=\mathrm{sen}\,\theta\cos\psi\,,\quad \beta=\mathrm{sen}\,\theta\,\mathrm{sen}\,\phi\,,\quad \gamma=\cos\theta\,,
$$

si ottiene

$$
E=-\frac{m^2A^3a^2}{4}\int_0^\pi\frac{\{2\,\mathrm{sen}^2\theta+[2(1+A^2v^2)\cos^2\theta-(1-A^2v^2)\mathrm{sen}^2\theta-4Av\cos\theta]\,\mathrm{sen}^2 az_1\}\,\mathrm{sen}}{(1-Av\cos\theta)^6}
$$

e quindi finalmente

$$
(7')\quad E=-m^2A^3a^2\left\{\frac{2(A^2v^2+5)}{15(1-A^2v^2)^4}+\frac{4A^2v^2(A^4v^4+A^2v^2-2)\,\mathrm{sen}^2 az_1}{15\,(1-A^2v^2)^5}\right\}.
$$

si prevedeva il flusso di energia disperso all'infinito
l caso in cui il moto della carica è rettilineo uni-
ando poi sia Av (rapporto fra la velocità della carica
Ω' e quella della luce) un numero così piccolo che
possano trascurare le potenze superiori alla prima,
riduce a

$$E = -\frac{2}{3} m^2 A^3 a^2 ,$$

iene trascurabile se anche $A^3 a^2$ è almeno dello stesso
grandezza di $A^3 v^2$. Si verifica questo, p. es., se la
un moto circolare uniforme, nel qual caso essendo

raggio della circonferenza descritta dalla carica) il

ascurabile, come è naturale che sia visto che con
dine di approssimazione le forze si annullano all'infi-
condo ordine [1]).

giniamo ora che la sfera di raggio r grandissimo,
centro Ω' è collegato alla carica nel modo sopradetto,
scinata dalla carica nel suo movimento, e determi-
lusso di energia che attraverso a questa superficie
disperde all'infinito, e che chiameremo radiazione.
elemento superficiale sferico si riguarda fisso, come
rima considerato, il flusso attraverso l'unità di su-
dato da

$$\text{MZ}) \cos nx + (\text{LZ}-\text{NX}) \cos ny + (\text{MX}-\text{LY}) \cos nz\}.\lambda ,$$

$= \frac{1}{A}$ la velocità della luce nell'etere. Quando in-
mento superficiale è in movimento, per l'analogia
ica che regola il concetto di flusso, sarà il flusso
l'unità di superficie dato da

$$\text{MZ}) \cos nx + (\text{LZ}-\text{NX}) \cos ny + (\text{MX}-\text{LY}) \cos nz\}.(\lambda-\mu) ,$$

Nota cit., Rend. R. Acc. dei Lincei, 1° sem. 1903, pag. 47.

essendo μ la velocità dell' elemento superficiale secondo la normale all' elemento stesso.

Riferiamoci a tutte le notazioni precedentemente adottate; al tempo t la sfera ha il centro nel punto Ω' di cui la velocità è v; quindi, essendo l' asse z_1 diretto secondo la velocità v di Ω', per ogni elemento superficiale la velocità secondo la normale è $\mu = v \cos\theta$, essendo θ la colatitudine relativa all' asse z_1; allora il flusso per unità di superficie è:

$$\frac{1}{4\pi A}\{(NY - MZ)\cos nx_1 + \ldots\}(1 - Av\cos\theta).$$

La radiazione E′ al tempo t viene perciò ad essere

$$(8) \qquad E' = \frac{1}{4\pi A}\int_\sigma \{(NY - MZ)\cos nx_1 + \ldots\}(1 - Av\cos\theta)\, d\sigma,$$

da cui in modo analogo al precedente

$$E' = -\frac{m^2A^3a^2}{4}\int_0^\pi \frac{\{2\,\mathrm{sen}^2\theta + [2(1 + A^2v^2)\cos^2\theta - (1 - A^2v^2)\mathrm{sen}^2\theta - 4Av\cos\theta]\mathrm{sen}^2 az_1\}\mathrm{sen}\theta\, d}{(1 - Av\cos\theta)^5}$$

ossia anche

$$(9) \quad E' = -\frac{2}{3}\frac{m^2A^3a^2(1 - A^2v^2\mathrm{sen}^2 az_1)}{(1 - A^2v^2)^3} = -\frac{2}{3}\frac{m^2a^2\lambda(\lambda^2 - v^2\mathrm{sen}^2 az_1)}{(\lambda^2 - v^2)^3}.$$

A questa stessa espressione per l' energia radiata nel caso di una carica in moto qualunque giunge anche il prof. A. W. Conway [1]).

2. Allo scopo di chiarire un principio di cui mi sono implicitamente servito in un precedente studio riprendiamo a considerare il problema generale dell' induzione elettrodinamica, e consideriamo una carica in moto piano qualunque.

1) Vedi: The Field of Force due to a moving Electron, Procedings of The Londo Mathematical Society, series 2, vol. 1°, pag. 163. In questo lavoro l'Autore determina il campo elettromagnetico generato da cariche mobili, problema precedentemente risoluto dal Prof. Levi-Civita. Vedi mem. cit. degli Annales de Toulouse.

troduca nel campo un piano conduttore parallelamente si muova la carica; su di esso si origina allora una distribuzione di elettricità indotta, cui corrisponde ziale elettrostatico ed un potenziale vettore. Preso ano per piano $z=0$, siano F_1 il potenziale elettrodotto ed (U_1, V_1, $W_1=0$) le componenti del potenziore. Le componenti delle forze elettromagnetiche sono date dalle (3), in cui si faccia $W=0$; come tesse formole danno le forze indotte, quando vi si ano i potenziali indotti. Se si indicano con e_1, u_1, v_1 di distribuzione e le componenti della corrente ina che

$$=\int_\sigma \frac{\overline{e_1}}{r}\, d\sigma, \quad U_1=A\int_\sigma \frac{\overline{u_1}}{r}\, d\sigma, \quad V_1=A\int_\sigma \frac{\overline{v_1}}{r}\, d\sigma,$$

ali essendo estesi al piano σ conduttore, ed essendo

$$y', t-Ar), \quad \overline{u_1}=u_1(x', y', t-Ar), \quad \overline{v_1}=v_1(x', y', t-Ar),$$

$x'y'$ le variabili di integrazione, r la distanza del alunque $(x\,y\,z)$ a cui si riferisce il potenziale dal '. Per le precedenti espressioni dei potenziali ritarti si riconosce quindi che le forze elettromagnetiche l pari delle inducenti, si annullano all' infinito solo ordine. Le funzioni F_1, U_1, V_1 come potenziali ritar- che devono soddisfare l' equazione

$$\Box f=\Delta_2 f=A^2\frac{d^2 f}{dt^2}=0,$$

uazione di continuità

$$A\frac{dF_1}{dt}+\frac{dU_1}{dx}+\frac{dV_1}{dy}=0;$$

r le loro espressioni analitiche (10) esse devono essere pari di z, ed avere lo stesso valore nei punti simmetto al piano $z=0$, onde si possono considerare come

funzioni di $|z|$. Le loro discontinuità relative al piano $z=0$ sono

$$-\frac{1}{2\pi}\frac{dF_1}{d|z|}=e_1\,,\quad -\frac{1}{2\pi}\frac{dU_1}{d|z|}=Au_1\,,\quad -\frac{1}{2\pi}\frac{dV_1}{d|z|}=Av_1$$

Resta da tener conto per il piano conduttore della legge di Ohm; per essa si sa che la corrente è proporzionale alla componente tangenziale della forza elettrica ed ha la stessa direzione. Quindi essendo k una costante [1] (un trentesimo della resistenza dell' unità di superficie del piano conduttore espressa in Ohm) le condizioni relative al piano $z=0$ sono:

$$(13)\qquad \left\{\begin{aligned} -\frac{k}{2\pi}\frac{dU_1}{d|z|}&=-\frac{d}{dx}(F+F_1)-A\frac{d}{dt}(U+U_1)\,,\\ -\frac{k}{2\pi}\frac{dV_1}{d|z|}&=-\frac{d}{dy}(F+F_1)-A\frac{d}{dt}(V+V_1)\,,\end{aligned}\right.$$

ossia anche

$$(14)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{k}{2\pi}\frac{dU_1}{d|z|}-\frac{dF_1}{dx}-A\frac{dU_1}{dt}&=\frac{dF}{dx}+A\frac{dU}{dt}\,,\\ \frac{k}{2\pi}\frac{dV_1}{d|z|}-\frac{dF_1}{dy}-A\frac{dV_1}{dt}&=\frac{dF}{dy}+A\frac{dV}{dt}\,.\end{aligned}\right.$$

Per le proprietà di cui godono F_1, U_1, V_1 i primi membri delle (1) sono funzioni regolari di x, y, $|z|$ nel semispazio $|z|>0$, riducentisi rispettivamente per $z=0$ a

$$\frac{dF}{dx}+A\frac{dU}{dt}\,,\quad \frac{dF}{dy}+A\frac{dV}{dt}\,,$$

e verificanti l'equazione $\Box f=0$. A tutte queste condizioni soddisfanno anche i secondi membri, purchè in essi si sostituisca $-|z|$ a z, con che si toglie la singolarità che presentano nel punto occupato dalla carica; indichiamo i potenziali inducenti dopo la sostituzione con F', U', V'. Dopo questo i primi ed i secondi membri della (14) soddisfanno alle stesse condizioni, all' infinito però si annullano in generale solo di primo

1) Vedi Levi-Civita, mem. cit. pag. 25.

ordine. Circa il comportamento all' infinito delle forze elettromagnetiche induttrici ed indotte è possibile fare un' ipotesi, conciliabile coll' esperienza, ed in base alla quale le (14), valevoli per i punti del piano $z=0$, si possono estendere a tutto lo spazio.

Nel caso di un piano di conduttività infinita ($k=0$) si ritiene concordemente che il piano stesso ha la facoltà di sopprimere l'azione elettrica e magnetica della carica in moto, onde al di là del piano, cioè dalla parte opposta a quella della carica, le forze elettromagnetiche sono nulle. Nelle ordinarie condizioni sperimentali la costante k, per quanto diversa da zero, è da ritenersi però sempre piccolissima; si è inoltre sempre riconosciuto che le forze elettriche (somma dell' inducente dell' indotta) al di là del piano conduttore sono trascurabili. Infatti in tutte le esperienze sulla convezione, lo schermo metallico ha l' ufficio di proteggere l' ago dalle azioni elettriche. È quindi conciliabile coi fatti sperimentati l'ipotesi che le quantità

$$\frac{k}{2\pi}\frac{dU_1}{d|z|}, \quad \frac{k}{2\pi}\frac{dV_1}{d|z|},$$

si annullino all' infinito almeno di secondo ordine, come pure le altre

$$-\frac{dF'}{dx}-A\frac{dU'}{dt}-\frac{dF_1}{dx}-A\frac{dU_1}{dt},$$

$$-\frac{dF'}{dy}-A\frac{dV'}{dt}-\frac{dF'}{dy}-A\frac{dV_1}{dt},$$

le quali sono le componenti delle forze elettriche al di là del piano secondo gli assi x, y. In base a queste ipotesi si può dimostrare [1]) che le funzioni

$$P=\frac{k}{2\pi}\frac{dU_1}{d|z|}-\frac{dF_1}{dx}-A\frac{dU_1}{dt}-\frac{dF'}{dx}-A\frac{dU'}{dt},$$

$$Q=\frac{k}{2\pi}\frac{dV_1}{d|z|}-\frac{dF_1}{dy}-A\frac{dV_1}{dt}-\frac{dF'}{dy}-A\frac{dV'}{dt},$$

1) Vedi la Nota: Campo elettromagnetico ecc. Rendiconti della R. Accademia dei Lincei, vol. 12, 1° sem. 1903, pag. 162.

per le proprietà di cui godono, e poichè si annullano all' infinito almeno di secondo ordine, sono nulle in tutto lo spazio; onde si conclude che le (14), in cui si sostituisca F', U', V', ad F, U, V, sono valevoli in tutto lo spazio, e non solo sul piano $z = 0$.

Dall' equazioni (11), (12), (14), risultano allora completamente determinate le funzioni incognite F_1, U_1, V_1. Resta così giustificato il procedimento di cui mi sono valso nel determinare il caso di una carica in moto circolare uniforme parallelamente ad un piano conduttore indefinito per estendere le relazioni analoghe alle (14), relative al piano conduttore, a tutto lo spazio, e procedere quindi alla determinazione dei potenziali indotti.

RIVISTA

Journal de Physique. IV Serie, T. III, Marzo 1904.

DEWAR e CURIE. *Esame dei gas occlusi o sviluppati dal bromuro di radio* (pp. 193-194). — Un tubo di quarzo contenente bromuro di radio fuso e privo di tutti i gas occlusi fu chiuso alla fiamma ossidrica nel mentre che vi si faceva il vuoto. Dopo venti giorni il gas interno, illuminato con un rocchetto d' induzione per mezzo di due guaine di stagnola poste esternamente ai due capi del tubo, ha dato l' intero spettro dell' elio.

WEISS P. *Il lavoro di magnetizzazione dei cristalli* (pp. 194-202). — Si calcolano, applicando i principi della termodinamica, le tre funzioni delle componenti di magnetizzazione in funzione delle componenti del campo.

FABRY C. e JOBIN A. *Un nuovo spettroscopio autocollimatore* (pp. 202-208). — I raggi luminosi, che partono dalla fenditura, si riflettono su di un prisma a riflessione totale che li manda sull' obiettivo, vanno poi a traversare due prismi, si riflettono quindi quasi normalmente su di uno specchio, traversano di nuovo i due prismi e l' obiettivo, e vanno a formare lo spettro reale che si può esaminare attraverso un oculare, o ricevere sulla lastra fotografica.

La dispersione di quest' apparecchio è di 2 mm. per $\mu\mu$.

C. *Sull' effetto registrato dal rivelatore magnetico* (pp.
— Le esperienze riportate dall'A. sembrano stabilire,
litativamente, che il rivelatore magnetico a campo va-
ensibile al *massimo dell' intensità;* le sue precedenti
avevano condotto ad ammettere che il coherer è sensi-
orza elettromotrice massima.*

c G. *Osservazioni relative all' articolo di Kimball inti-
Note on the application of Cornu's spiral to the dif-
rating »* (pp. 211-212). — L'A. osserva che la soluzione
del problema della diffrazione all' infinito pei reticoli
Kimball, fu da lui pubblicata fin dal 1898.

G. Ercolini.

hilosophical Magazine. S. VI, Vol. 7, 1904.

SEND J. S. *Le cariche degli ioni* (pp. 276-281). — È
dei lavori eseguiti per determinare la carica portata
che si ottengono coll' elettrolisi, coi raggi X, dalla luce
a e dal radio. Il valor medio di tutte le misure è
unità elettrostatiche.

YARD R. *Il conduttometro* (pp. 281 282). — È descritto
nto a lettura diretta pel confronto della conduttività di

R T. C. *Metodo per rinforzare meccanicamente i suoni*
8). — Partendo dal fatto che una fiamma Bunsen rin-
olmente il suono di un diapason che sia portato con le
ità nella fiamma, l'A. è riuscito a rinforzare molto il
n fonografo, dirigendo un tubo unito all' imbuto del
verso una fiamma a gas, nella quale arriva un oppor-
d'aria. La Nota contiene il disegno delle disposizioni
ienti pei tubi e per la fiamma.

ER S. *Azione fotografica dei raggi del radio* (pp. 288-
'A. è giunto alle seguenti conclusioni: 1) La densità
gine prodotta su una lastra esposta ai raggi β e γ del
e da prima fino a un massimo e poi decresce in modo,
n tempo sufficientemente lungo l' immagine è comple-
vesciata. 2) Le immagini delle scintille sono da prima
dai raggi del radio, che non producono una densità
nto quella dell' impressione dovuta alla scintilla. 3) Pro-
' esposizione i raggi del radio invertono l' immagine di
la.

RD S. G. *Deviazioni del filo a piombo nell' India* (pp.

Joly J. *Sul moto del radio in un campo elettrico* (pp. 303-307). — Il Joly ha osservato che un dischetto di vetro o di mica, spalmato di un sale di radio, appeso a un filo di quarzo o di bozzolo, è respinto da un corpo elettrizzato, tanto che questo sia positivo o negativo, se è presentato dalla parte dove è il radio, ed è invece attratto se il corpo elettrizzato è presentato dalla parte opposta del dischetto.

Di questo fenomeno si posson dare, secondo il Joly, diverse spiegazioni. Per es. si potrebbe supporre che nella regione compresa fra il radio e il corpo elettrizzato si trovassero ioni positivi e negativi, e che fossero più abbondanti sul davanti che sul dorso del dischetto. Allora una carica positiva presentata al radio attira gli ioni negativi e respinge i positivi sul dischetto, che lo fanno muovere in senso opposto, mentre l'attrazione degli ioni negativi esercita su di esso un'azione minore, talchè la resultante si manifesta come forza repulsiva sul dischetto. Una carica negativa agisce allo stesso modo, respingendo gli ioni negativi. Se invece il corpo elettrizzato si presenta dalla parte non coperta dal radio, le sole forze efficaci sono le attrazioni.

Ovvero potrebbe darsi che il corpo elettrizzato inducesse una carica di segno opposto sul radio e un'altra di segno uguale sulla faccia posteriore del dischetto. La prima carica si dissiperebbe subito a motivo della ionizzazione dovuta ai raggi α, mentre l'altra resterebbe sul disco e sarebbe respinta. Con questo fenomeno d'induzione si spiegherebbe evidentemente anche l'attrazione, che si ha quando il corpo elettrizzato è presentato alla faccia non coperta dal radio.

Anche la reazione dovuta all'emissione dei raggi α potrebbe produrre una rotazione su due dischi coperti di radio e montati come un radiometro; il Joly calcola che la reazione dovuta a 1 decigrammo di radio sarebbe $1,6 \times 10^6$ dine.

Brace D. B. *Sulla doppia refrazione nella materia in moto attraverso l'etere* (pp. 317-329). — L'A. prende ad esaminare l'ipotesi di Fitzgerald-Lorentz così detta della ***contrazione***, che fu fatta per spiegare il resultato negativo del Michelson sull'interferenza fra due raggi che si propagano parallelamente e normalmente al moto della terra; e con opportune esperienze dimostra che tale ipotesi non può spiegare quel resultato di Michelson. Con ugual ragione si può invece concludere o che l'etere è trascinato dalla materia in moto, o che l'effetto del moto relativo sulle forze intermolecolari e i cangiamenti relativi nelle dimensioni dei corpi sono molto piccoli.

r S. *Sulla produzione di cavità entro i lubrificanti*). — Ponendo un liquido viscoso, come ad es. glice- e lenti, e facendo ruotare una delle lenti, si osservano li di Newton delle macchie, che indicano la forma- rità entro il liquido, e che non sono dovute a bolle hè spariscono appena cessa la rotazione della lente. ve i fenomeni che ha osservato con questo metodo, e ioni con la lubrificazione.

rr W. *Nota sulla radiazione da una corrente elet- re alternante* (pp. 336-341). — L'A. dà in funzioni espressione della forza che su un punto situato a anza esercita una corrente circolare alternante.

ce e Abady. *Sul fotometro a scintillazione Simmance-* 341-346). — L'A. indica i vantaggi che presenta que- chio nella fotometria eterocroma, e ne dà la descrizione.

n T. e Andrews E. S. *Sulla viscosità delle sostanze a pece* (pp. 347-355). — Il metodo di misura usato nsiste nel sottoporre a torsione un cilindro della so- tata, e nel dedurre il coefficiente di viscosità dalla

$$\mu = \frac{2T}{\pi u R^4}$$

coppia di torsione u la velocità angolare relativa per di lunghezza del cilindro di raggio R.

feriti i valori così trovati per la pece, pel vetro alla stearato di sodio e per la cera da calzolari.

lland J. A. *Sull'emanazione del radio* (pp. 355-362). alcune esperienze del Rutherford l'emanazione del rasporterebbe alcuna carica elettrica; ma poichè tali non sembrano decisive, il McClelland ne ha intraprese n metodo più sensibile. Egli faceva penetrare l'ema- radio entro un cilindro metallico contenente una la- lica da esso isolata e posta in comunicazione con un Dolezalek. Appena l'aria carica della emanazione pe- cilindro, l'ago dell'elettrometro deviava di circa 10 lla scala; ma la stessa deviazione e nello stesso senso, che facendovi entrare aria priva di emanazione; quindi servato si deve attribuire all'elettrizzazione che risente lo strofinio cho subisce entrando nel cilindro.

he l'emanazione era penetrata nel cilindro, l'aria con- uiva ionizzata. E misurando l'ionizzazione così pro- elland deduce che se si supponesse che ogni particella

dell' emanazione portasse la carica di un ione gassoso, essa dovrebbe produrre almeno 6×10^9 ioni al secondo nel gas in cui è contenuta. E poichè Rutherford trova che ogni raggio α produce circa 10^5 ioni prima di essere assorbito nel gas, bisognerebbe che ogni particella dell' emanazione potesse produrre $6 \times 10^9 \mid 10^5$ cioè 6×10^4 raggi α, ciò che è inammissibile; perchè ogni raggio α avendo la massa dell' atomo d' idrogeno, l' emanazione, che è dovuta alla disgregazione dell'atomo di radio, non può emettere più di 200 raggi α per ogni particella.

Il Clelland conclude perciò che dalle sue esperienze resulta che l' emanazione del radio non è elettrizzata.

McClelland J. A. *Sul confronto delle capacità elettriche per mezzo delle sostanze radioattive* (pp. 362-371). — Basandosi sul fatto che la corrente di ionizzazione che può aversi da una sostanza radioattiva, come ad es. dall' uranio, è *estremamente costante*, il Clelland misura la capacità di un condensatore dal rapporto fra i tempi che con una medesima porzione di sostanza radioattiva sono impiegati per portare ad un medesimo potenziale il condensatore studiato ed un condensatore di capacità nota.

La disposizione sperimentale adottata è la seguente:

A e B son due lastre metalliche isolate. La B è unita al polo *positivo* di una batteria di 100 piccoli accumulatori, il cui polo positivo è a terra. Sulla lastra A si pone una carta spalmata di pochi grammi di nitrato d' uranio. La corrente di ionizzazione che si ottiene così fra le due lastre, se la differenza di potenziale fra esse è assai grande (circa 200 volta) raggiunge un massimo che resta costante anche se la differenza di potenziale fra A e B aumenta.

Del condensatore C da confrontare, un' armatura si pone in comunicazione col suolo, e l'altra è unita alla lastra A e ad una coppia di quadranti di un elettrometro. Per mezzo di un interruttore a pozzetti di mercurio, si può fare la comunicazione di questa coppia di quadranti e della lastra A col suolo.

Tolta questa comunicazione col suolo, si nota il tempo che l' ago dell' elettrometro impiega a deviare di 100 divisioni della scala (ad es.). Ripetendo l' esperienza con un altro condensatore C', se t e t' sono i tempi rispettivi, e c la capacità dell' elettrometro, del condensatore AB e delle connessioni, si ha

$$\frac{C + c}{C' + c} = \frac{t}{t'}$$

Il valore di c può trovarsi confrontandolo, con questo stesso metodo, con un condensatore noto.

dati uumerici riferiti dal Clelland si vede che questo capace di misurare accuratamente capacità di 1 micro-milionesimo di microfaraday) e anche meno; e ciò con isura di un tempo, che può farsi con tutta precisione à.

:LFALL R. *Nuova forma di voltmetro termico sensibile* 376). — In questo voltmetro un filo finissimo di argento quello che si trova in commercio, è teso fra due punti sua tensione può esser regolata con una vite microme- fa muovere una slitta cui è fissato il pezzo A. Uno S si appoggia su questo filo e su un altro C D che è filo A B forma in S un angolo di circa 175 a 178°, e io S è teso con una molla a spirale. Gli allungamenti rovocati dal passaggio della corrente fanno ruotare lo S, e si può leggere la deviazione di un fascio di luce de sopra, o si può compensare l'allungamento del filo la vite micrometrica. Il Threlfall preferisce quest'ultimo dà la tabella seguente che contiene le indicazioni ot- l voltmetro da lui costruito. La testa della vite era di- 5 parti, ciascuna suddivisa in decimi.

Rotazione vite micrometrica divis.	Volts ai capi del filo	Corrente nella resistenza campione (ampère)
2,57	0,04767	238
4,38	0,06280	314
6,48	0,07710	384
11,5	0,09326	466
20,2	0,1143	571
25,3	0,1264	632
25.9	0,1320	660
45,0	0,1630	815
65,82	0,2030	1015
106,1	0,2662	1331
122,7	0,2890	1445
160,2	0,3384	1692
206,3	0,3936	1968
258,1	0.4545	2272

D R. W. *Alcuni nuovi casi d'interferenza e di diffra-* 376-388). — È una trattazione dei casi d'interferenza esentano con gli strati sottili trasparenti depositati sopra metallici, e dalla sovrapposizione di diverse lamine.

HOLBORN L. e AUSTIN W. *Disintegrazione dei metalli della famiglia del platino in diversi gas* (pp. 388-393). — Sono state determinate le perdite di peso subite in 30 minuti da sottili nastri di platino, rodio, iridio e palladio in diversi gas e a pressioni e a temperature diverse, producendo il riscaldamento con una corrente elettrica.

Il platino e il rodio si comportano allo stesso modo, e la perdita di peso è maggiore nell' ossigeno che nell' aria, nell'azoto e nell' idrogeno, ed aumenta con la temperatura e colla pressione. L' iridio, che si disintegra nell'aria con una rapidità circa 10 volte maggiore del platino, ha un comportamento analogo agli altri due metalli; ma il palladio ha proprietà affatto diverse, disgregandosi nell' aria e negli altri gas tanto più rapidamente quanto minore è la pressione.

WATSON W. *Magnetometro verticale a filo di quarzo* (pp. 393-399). — Descrizione di un apparecchio che si presta a compensare le variazioni dovute ai cambiamenti di temperatura, meglio che con i magnetometri a bilancia con fulcro a coltello.

WALKER G. W. *Sulle tensioni in un campo magnetostatico* (pp. 399-402). — L'A. tratta la deformazione che subisce un recipiente pieno di un liquido magnetico, che sia situato nel campo di un elettromagnete, e corregge alcune conseguenze tratte da G. T. Walker da un' esperienza del Quincke.

SUTHERLAND W. *La capacità dielettrica degli atomi* (pp. 402-405). — Per lo sviluppo sempre maggiore che va prendendo la teoria degli elettroni, l'A. ritiene utile studiare sotto tutti i punti di vista le proprietà elettriche degli atomi. In questa breve nota egli, riferendosi ad altri suoi precedenti lavori, tratta della costante dielettrica degli atomi, che egli trova direttamente proporzionale alla valenza e inversamente proporzionale alla radice quadrata del volume degli atomi. Questo resultato è particolarmente interessante nello studio della velocità di migrazione degli ioni che, per essere confrontabili, debbono esser determinate quando la forza che su di essi agisce è la stessa.

SUTHERLAND W. *La scoperta Cremieu-Pender* (pp. 405-407). — L'A. tenendo conto della capacità dielettrica degli atomi sopra indicata, fa notare l' influenza che nelle note esperienze eseguite da Cremieu e Pender esercita il dielettrico di cui essi ricoprivano il conduttore elettrizzato che mettevano in moto, e del quale ricercavano l' azione elettromagnetica.

DARWIN H. *Termostato elettrico* (pp. 408-414). — È descritto un termostato destinato a mantener costante la temperatura del

prisma di uno spettrografo dell' Osservatorio reale del Capo di Buona Speranza.

SUTHERLAND W. *Origine elettrica della rigidità e sue conseguenze* (pp. 417-444). — In questa Nota l'A., continuando gli studi sull' origine elettrica delle azioni molecolari (*Phil. Mag.* (6), vol. 4) mostra che la rigidità dei corpi alla temperatura dello zero assoluto è un fenomeno puramente elettrostatico. Da questo studio egli trae poi importanti conseguenze sulla natura della vibrazione atomica, sulla conduttività termica ed elettrica dei metalli, sulla differenza di potenziale al contatto e sulla struttura dell'etere.

NAGAOKA H. *Cinetica di un sistema di particelle, come illustrazione degli spettri a righe e a bande e dei fenomeni radioattivi* (pp. 445-455). — L'A. studia le condizioni di equilibrio di un sistema di corpuscoli, distribuiti uniformemente sopra una circonferenza, supponendo che essi si respingano con una forza inversamente proporzionale al quadrato della distanza e che sieno attratti da una massa assai maggiore posta nel centro, con una forza parimente in ragione inversa del quadrato della distanza. Questo sistema corrisponde al concetto che adesso ci formiamo sulla struttura degli atomi. Dalle equazioni del moto che egli stabilisce, si può avere la spiegazione degli spettri e righe luminose e a bande, e anche quella dei fenomeni presentati dal radio. Infatti, relativamente a questi ultimi, si vede che gli anelli di corpuscoli sopra indicati si potranno sfasciare tanto più facilmente, quanto più alto sarà il peso atomico dell' elemento; e che una volta disturbato l' equilibrio, i corpuscoli periferici, cioè gli elettroni negativi, saranno scagliati via con enorme velocità, e che per la legge della conservazione del centro di massa, anche la particella più grande centrale, cioè l' elettrone positivo, dovrà seguire il moto degli altri.

L'A. accenna ancora al modo di spiegare l' azione delle onde elettromagnetiche sui coherer, e sulle sostanze fluorescenti e fosforescenti.

HOUSTON R. A. *Alcune note spettroscopiche* (pp. 456-467). — L'A. espone le misure fatte sulle linee satelliti del mercurio, che variano notevolmente a seconda delle condizioni in cui si produce lo spettro, e descrive le apparenze che si presentano con gli spettroscopi a scaglioni.

BURBURY S. H. *Nota sulla lettera del Sig. Jeans* (pp. 467-469). — Sono alcune osservazioni relative alla teoria cinetica dei gas, alle quali segue una replica dello stesso Jeans.

HOSKING R. *Conduttività elettrica e fluidità delle soluzioni* (pp. 469-484). — In un precedente lavoro eseguito con T. R. Lyle

(*Phil. Mag.* 3, p. 487, 1902) l'A. aveva determinato l' andamento delle curve per la conduttività e per la fluidità delle soluzioni. Riferendone ora e completandone lo studio, l'A. trova che quelle curve, relative alla dipendenza di quelle due grandezze dalla temperatura, e determinata per temperature fra 0 e 100°, s'incontrano tutte nel punto corrispondente alla temperatura di —48°,10 C. alla quale conduttività e fluidità sarebbero nulle per tutte le soluzioni.

Ciò è d' accordo con il resultato di altre ricerche del Kohlrausch, (*Sitg. Akad. Wiss. Berlin,* 1901) secondo il quale la conduttività di tutte le soluzioni diluite acquose si annullerebbe alla temperatura di — 39° C.

Questi fatti si potrebbero spiegare ammettendo che gli ioni si rivestissero di un' atmosfera di solvente più o meno grande, e che nel loro movimento risentissero perciò un attrito dipendente dalla viscosità del mezzo in cui debbono spostarsi.

Barnes J. *Sull' analisi delle righe spettrali luminose* (pp. 485-503). — È noto che la lunghezza d' onda e la distribuzione delle righe spettrali cambiano a seconda delle condizioni in cui si produce lo spettro, e già si hanno su ciò lavori importanti di Michelson, di Fabry e Perot e di Lummer. Ora l'A. ha intrapreso uno studio assai dettagliato dei metodi interferometrici, allo scopo di ottenere resultati sicuri sulla costituzione delle righe, e di determinare i cambiamenti che esse subiscono in diverse circostanze. Due tavole litografiche e diverse tabelle illustrano e riassumono i resultati ottenuti.

Chree C. *Vibrazioni trasversali e vorticose di aste rotanti* (pp. 504-542). — È una nota di meccanica analitica, che è impossibile riassumere.

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

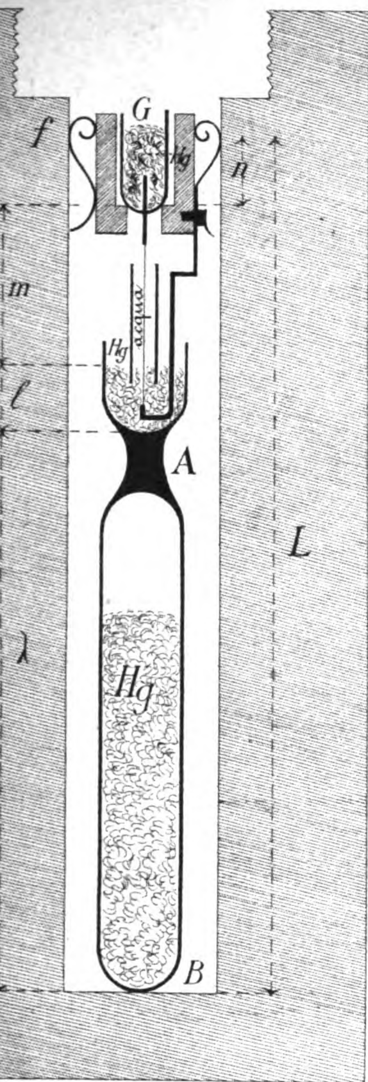
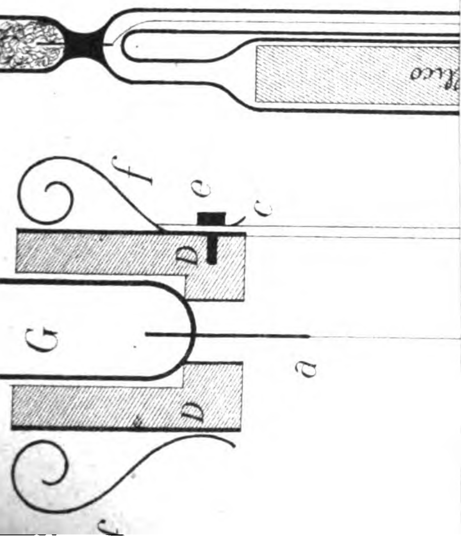


Fig. 2.



STAGIONATURA MAGNETICA DEL FERRO A TEMPERATURE SUPERIORI ALLA ORDINARIA,

per DOMENICO MAZZOTTO.

In un precedente lavoro [1]) studiai l'effetto di lunghi rinvenimenti (stagionature) alle temperature di 360°, 180° e 100°, sulle costanti magnetiche di tre differenti qualità di ferro ricotto [2]).

Riscontrai che la suscettività, il magnetismo residuo e la forza coercitiva subivano col tempo delle variazioni le quali, già ben sensibili pei rinvenimenti a 360°, diventavano più profonde dopo quelli a 180° e maggiori ancora dopo quelli a 100°.

Era naturale il domandarsi:

1° Se questo crescendo nelle variazioni delle proprietà magnetiche continuasse ancora al diminuire della temperatura di rinvenimento o se presentasse un maximum entro o fuori dei limiti di temperatura delle dette esperienze.

2° Se la temperatura del maximum, nel caso che esistesse, fosse la medesima per le varie qualità di ferro.

3° Se la variazione massima avveniva alla stessa temperatura per le varie costanti magnetiche studiate.

Per rispondere ai detti quesiti, eseguii, sugli stessi tre campioni di ferro, delle nuove esperienze a temperature intermedie fra 180° e 100° ed a temperature inferiori a 100°, seguendo lo stesso metodo ed usando gli stessi apparecchi che servirono nelle esperienze precedenti.

1) Mazzotto. N. Cimento, serie 5, vol. 3, pag. 417, 1902.

2) Dopo la pubblicazione del detto lavoro sono comparsi i seguenti lavori sperimentali che riguardano l'argomento da me trattato:

— R. L. Wills. Phil. Mag., serie 6, vol. 5, pag. 128, 1903, determinò con misure dirette, fatte a caldo, l'aumento che subiva l'isteresi di un campione di ferro in seguito a stagionatura (ageing) per 16, 41, 84 ore a 165°.

— G. Stern. „Elektrotechnische Zeitschrift, vol. 24, pag. 407, 1903. Determinò l'aumento che subiva il coefficiente di isteresi di molti campioni di lamine da trasformatori, provenienti da laminatoj tedeschi a varie epoche dal 1897 al 1902, per stagionatura (invecchiamento) a temperature inferiori a 100°.

Le nuove temperature prescelte per lo studio
della stagionatura furono 159°, 131°, 80°, 62° e 46°,
rispettivamente mediante l' ebollizione di: essenza
tina, alcool amilico, alcool etilico, cloroformio e sol
bonio, nel solito tubo di riscaldamento.

La durata totale della stagionatura ad ogni si
peratura variò da 15 giorni ad un mese circa, po
protratta fino a che i campioni indicassero di ave
una stabilità quasi perfetta alla temperatura stessa

Di quando in quando però i campioni venivan
neamente estratti dall' ambiente di riscaldamento,
per almeno 12 ore, nell' aria ambiente e sottoposti,
demagnetizzati, alla determinazione della curva d
zazione ascendente e discendente, la quale dovea
con quella determinata sugli stessi campioni ricotti
stagionatura.

La ricottura si effettuava colle solite norme,
nendo per oltre un' ora i campioni al calore rosso
uno strato di piombo che li preservava dal contat

Le costanti magnetiche misurate direttamente

A) L'intensità di magnetizzazione, I, in fu
intensità, H, del campo magnetizzante per valori
denti da 0 a circa 40 C. G. S. e poi discendenti f

Il periodo discendente, in ogni serie di esper
stesso campione di ferro, incominciava sempre da
valore massimo, I', della intensità magnetica.

B) Il magnetismo residuo parziale, I'_r (co
ad un campo magnetizzante di circa H = 5). Esso
terminato durante il periodo di magnetizzazione
portando l' intensità della magnetizzazione ad un
simo prestabilito I' ed annullando poi il campo
zante.

C) Il magnetismo residuo « finale » I'_r (co
ad un campo magnetizzante di circa H = 40) che
durante il periodo di magnetizzazione decrescen
quando si riduceva a zero l' intensità del campo ma

D) La forza coercitiva, F.C., rappresenta
tensità (negativa) del campo magnetizzante nece

la deviazione del magnetometro prodotta dal residuo I''_r.

Tabelle numeriche dei risultati.

alle determinazioni suddette si costruì per ogni netizzazione la curva Φ (I, H), analoga a quella costituita da due rami, l' uno rappresentante il nagnetizzazione crescente l' altro quello di ma- decrescente.

curve di magnetizzazione si ricavarono:

alori dell' intensità magnetica I, che figurano nelle , dirimpetto ai corrispondenti valori (interi o fra- lici) di H, ordinatamente prima pel ramo di ma- crescente poi per quello decrescente.

isteresi (Ist) rappresentata in valore relativo dal- iusa fra l' asse delle ascisse ($I=0$) ed i due rami discendente della curva Φ (I, H). Il calcolo del- ttuato con una formula di approssimazione analoga Simpson.

belle numeriche I-VIII oltre i valori di I corri- valori di H (Vedi *E*) sono registrati:

valore del magnetismo residuo parziale I'_r (Vedi *B*) lenza ad $H=0$ fra i valori $H=5$ ed $H=6$.

valore del magnetismo residuo finale I''_r (Vedi *C*) lenza al secondo valore $H=0$.

alori della forza coercitiva F. C. (Vedi *D*).

alori percentuali M R $^0/_0$, del magnetismo residuo li *B* e *G*), cioè i valori del rapporto $\frac{100\, I'_r}{I'}$ indi- percentuale della intensità magnetica massima I' testa a ciascuna tabellina) resti sotto forma di residuo.

analoghi valori percentuali, M′ R′ $^0/_0$, del magne- finale (Vedi *C* ed *H*) dati dal rapporto $\frac{100\, I''_r}{I''}$.

alori dell' isteresi (Ist) (Vedi *F*) in cm^2.

Fra le tabelle dei risultati figurano anche quelle
temperature 360°, 180° e 100°, nuovamente calcolate
formarle al metodo di esposizione seguito nella prese

Per le formule usate nel calcolo dei valori di I
per le costanti relative agli apparecchi ed ai tre cam
ferro mi riferisco alla nota precedente.

Noterò finalmente che, per diminuire la mole del
numeriche, ho ommesso di riprodurre i risultati di
determinazione fatta, a stadi intermedi di stagionatu

Le determinazioni ommesse erano in generale
fra due che aveano dato risultati sensibilmente iden
che la loro ommissione non impedisce di riconoscere
mento normale delle variazioni prodotte dalla stagio

Le determinazioni ommesse nelle tabelle sono qu

dopo 20 ore di stagionatura a 180°
» 437 » 159°
» 127, 199, 353, 435 ore di stagionatura a
» 8 e 265 ore di stagionatura ad 80°
» 3 ore di stagionatura a 62°
» 912 » 46°

H	Ricotto	Mantenuto a 360° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 360° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 360° per ore:						
		1	4	13	40	92	150	190		1	4	13	40	92	150	190		1	4	13	40	92	150	190
0,25	I=8	8	8	9	8	8	8	8	I=6	5	6	4	5	4	4	4	I=4	4	4	5	5	5	5	4
0,50	18	17	16	22	16	16	15	16	14	12	13	9	12	10	7	8	8	8	8	7	7	7	8	7
1,0	43	42	39	46	35	36	34	36	32	28	32	29	33	27	22	25	18	18	10	9	9	8	8	8
1,5	80	79	76	80	68	68	68	70	61	50	53	49	53	50	41	45	32	30	33	30	27	26	27	26
2,0	121	122	118	121	109	107	107	109	100	80	84	79	84	74	73	78	50	46	48	43	42	39	40	40
3,0	216	211	202	200	188	187	187	188	200	166	169	169	171	173	164	166	96	86	88	85	87	86	86	86
4,0	311	302	289	284	270	269	266	268	305	267	272	269	274	272	266	267	147	134	134	130	137	134	138	138
5,0	406	400	387	377	359	360	353	352	411	372	373	373	372	371	372	371	202	191	190	186	184	182	189	190
0	76	83	81	85	82	89	83	83	149	183	180	181	180	191	176	172	100	97	103	97	100	100	102	102
6	491	484	477	467	444	444	438	438	510	464	464	465	466	465	465	465	273	255	254	246	244	244	254	255
8	641	631	626	622	611	611	608	608	670	620	619	618	621	620	619	620	417	392	392	382	376	376	390	392
10	752	750	750	750	740	740	740	740	788	742	743	742	742	743	742	740	552	530	530	519	514	514	528	530
12	850	840	828	828	816	816	816	816	863	842	842	842	842	841	840	840	676	648	648	641	636	636	649	648
15	909	900	900	900	885	885	885	885	933	930	930	933	933	933	930	930	780	765	765	765	765	765	765	765
20	992	980	980	980	960	960	960	960	1000	1000	1000	1000	980	980	980	980	862	840	840	840	840	844	844	840
25	1030	1025	1025	1025	1000	1000	1000	1000	1030	1012	1012	1012	1012	1000	1000	1000	910	875	875	875	875	880	880	875
30	1062	1050	1050	1050	1059	1059	1038	1038	1068	1038	1029	1038	1038	1038	1008	1026	960	954	954	939	954	951	939	936
35	1085	1081	1081	1071	1081	1091	1061	1071	1088	1061	1071	1081	1081	1081	1050	1061	991	987	980	976	976	976	966	969
40	1108	1088	1088	1088	1100	1100	1080	1088	1108	1080	1088	1088	1088	1088	1080	1080	1016	1000	1000	1008	992	996	992	988
9	875	880	885	886	881	878	877	880	910	908	908	905	905	915	918	918	865	860	855	860	860	859	860	860
5	650	652	648	650	650	660	655	657	805	808	800	805	805	807	815	810	790	790	788	789	792	790	790	785
0	116	131	135	141	—	137	130	133	239	296	290	292	289	293	285	282	465	468	476	454	465	465	470	470
F. C.	-1,1	-1,2	-1,3	-1,3	-1,2	-1,4	-1,3	-1,3	-1,9	-2,2	-2,2	-2,2	-2,2	-2,3	-2,1	-2,2	-4,6	-4,6	-4,6	-4,4	-4,7	-4,5	-4,5	-4,5
M.R.	%18	20	22	24	22	25	24	23	34	42	40	40	40	42	38	39	47	46	49	46	45	47	46	45
M'R'	%11	12	12	12	—	12	11	11	21	27	22	22	22	22	20	21	47	47	47	45	46	46	45	44
Ist.	15	16	17	18	17	17	17	17	23	28	27	27	27	28	25	26	43	43	43	43	43	43	42	42

H	Ricotto	Mantenuto a 180° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 180° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 180° per ore:						
		1	3	8	120	220	320	420		1	3	8	120	220	320	420		1	3	8	120	220	320	420
0,25	I=8	3	2	3	5	4	4	4	I=6	6	3	3	4	4	3	2	I=4	5	4	4	4	4	4	3
0,50	18	8	6	7	9	10	10	10	13	13	6	6	8	9	7	7	8	9	8	8	8	8	8	8
1,0	45	21	20	19	25	23	24	24	31	29	17	16	19	20	15	16	17	19	17	16	16	17	17	16
1,5	81	42	44	41	44	43	44	44	60	57	39	34	34	36	30	32	32	33	30	28	28	27	27	25
2,0	122	72	76	70	71	68	70	69	99	93	68	61	57	57	51	53	51	53	45	43	40	39	39	37
3,0	216	151	158	147	145	138	139	136	193	186	151	138	127	125	117	119	94	98	89	84	75	72	70	66
4,0	312	235	246	234	232	222	226	227	301	284	252	242	224	223	218	210	144	147	138	134	124	116	113	108
5,0	409	323	337	325	325	320	323	326	407	392	359	345	327	323	316	315	198	203	194	192	180	172	166	156
0	74	104	123	138	146	141	141	146	149	172	197	209	223	—	223	218	99	103	103	102	101	98	94	92
6	500	408	431	414	418	414	416	417	508	488	462	455	436	428	422	417	264	274	262	259	248	234	228	212
8	660	563	587	578	594	586	590	590	665	658	636	633	610	610	600	596	401	409	404	403	390	374	358	343
10	768	685	704	698	716	710	712	714	784	762	748	751	726	727	724	716	544	542	531	536	520	503	486	470
12	856	788	816	804	810	813	814	818	852	846	838	842	817	819	812	807	660	661	652	656	642	624	606	590
15	910	883	893	890	890	894	889	889	923	918	910	907	897	896	893	888	760	768	756	759	750	734	715	698
20	991	965	971	972	968	966	961	960	986	981	980	981	966	967	964	961	862	861	850	853	848	833	820	811
25	1026	1009	1015	1016	1010	1011	1004	1003	1020	1018	1019	1016	1005	1007	1006	1003	906	911	905	905	896	885	881	873
30	1064	1046	1051	1052	1046	1044	1039	1038	1054	1050	1053	1049	1044	1043	1040	1037	950	955	952	951	940	930	930	924
35	1085	1078	1076	1078	1065	1064	1064	1063	1075	1079	1078	1076	1069	1067	1066	1064	980	985	980	983	970	960	966	958
40	1098	1108	1094	1096	1085	1086	1080	1083	1090	1102	1097	1100	1090	1083	1084	1086	1001	1008	1000	1007	996	986	986	982
9	882	883	889	895	905	905	900	890	920	921	935	932	920	930	930	925	860	860	860	859	860	845	840	825
5	655	700	702	715	760	760	755	755	809	815	835	852	840	850	850	840	795	792	790	795	795	780	770	745
0	116	194	183	202	223	229	230	226	234	268	316	335	360	372	370	365	459	463	465	464	462	461	457	454
F.C.	-1,2	-2,0	-1,8	-2,0	-2,1	-2,2	-2,2	-2,1	-2,0	-2,3	-2,5	-2,6	-2,8	-2,9	-2,8	-2,8	-4,6	-4,6	-4,6	-4,6	-4,6	-4,7	-4,8	-5,0
M.R.	%18	32	29	33	35	34	34	35	35	40	46	48	52	—	52	51	47	49	49	48	48	46	45	44
M,R,	%11	18	17	18	20	21	21	21	21	24	29	31	33	34	34	33	46	46	47	46	46	46	46	45
Ist.	17	27	26	27	29	29	29	29	25	27	31	31	34	35	35	35	44	44	45	45	45	46	46	46

Best — Massimi $I' = 432$, $I'' = 1056$

H	Ricotto	Mantenuto a 159° per ore: 3	13	37	137	237	337	587
0,25	I=6	2	1	2	1	2	2	2
0,50	16	4	4	5	4	4	4	4
1,0	42	8	8	12	8	8	9	10
1,5	76	12	14	22	15	16	18	22
2	116	20	26	34	26	28	30	38
3	202	57	65	76	66	73	73	87
4	298	110	128	134	129	141	146	163
5	390	187	205	204	205	221	229	241
0	72	205	215	224	221	216	202	200
6	470	268	282	282	285	300	310	332
8	622	420	440	440	450	465	478	510
10	730	560	570	580	583	595	605	645
12	820	675	685	695	695	720	720	762
15	898	785	795	808	810	818	830	855
20	965	895	900	910	910	915	925	940
25	1008	955	960	965	965	960	975	985
30	1040	1000	1008	1010	1010	1000	1012	1020
35	1065	1038	1040	1048	1048	1035	1048	1050
40	1075	1065	1060	1070	1070	1070	1075	1065
9	855	866	871	882	882	882	887	887
5	655	734	750	771	771	771	802	781
0	115	301	313	334	323	317	293	297
F. C.	-1,2	-3,3	-3,4	-3,4	-3,3	-3,2	-3,0	-3,0
M. R.	%17	49	51	53	52	51	48	47
M' R'	%11	28	29	32	31	30	28	28
Ist.	18	41	41	41	40	40	38	34

Svedese — Massimi $I' = 488$, $I'' = 1064$

H	Ricotto	Mantenuto a 159° per ore: 3	13	37	137	237	337	587
0,25	I=6	2	2	2	2	2	2	2
0,50	12	4	4	5	4	5	5	7
1,0	30	12	10	12	13	12	12	16
1,5	59	18	24	27	26	24	25	31
2	97	35	44	47	48	44	46	50
3	192	99	110	114	119	115	116	113
4	299	181	199	207	209	211	209	201
5	408	277	300	308	301	309	307	301
0	148	214	239	240	230	228	226	230
6	498	368	392	393	395	402	395	395
8	660	540	560	570	563	578	580	570
10	758	660	685	690	692	695	700	695
12	825	755	775	790	790	788	798	795
15	903	855	865	870	870	875	870	872
20	965	930	943	945	950	950	949	945
25	1004	980	990	990	1000	990	992	982
30	1034	1020	1028	1030	1035	1025	1030	1018
35	1060	1050	1055	1058	1060	1054	1052	1040
40	1085	1070	1075	1070	1078	1075	1070	1060
9	903	903	910	916	916	916	916	903
5	796	816	829	836	836	836	836	829
0	235	352	396	382	369	367	368	376
F. C.	-1,9	-3,0	-3,3	-3,3	-3,2	-3,1	-3,0	-3,1
M. R.	34	49	55	56	53	53	52	53
M' R'	22	33	37	36	35	35	35	36
Ist.	25	38	37	36	35	35	35	36

Acciajo — Massimi $I' = 910$, $I'' = 966$

H	Ricotto	Mantenuto a 159° per ore: 3	13	37	137	237	337	587
0,25	I=4	3	2	3	3	3	2	3
0,50	8	7	7	7	7	7	7	7
1,0	18	15	15	14	14	16	14	14
1,5	29	26	24	21	24	25	24	24
2	44	39	36	30	34	35	35	36
3	86	74	65	55	58	60	62	62
4	135	123	102	91	90	97	97	99
5	193	184	158	142	134	149	144	147
0	101	101	95	98	93	97	92	93
6	255	255	220	200	190	208	198	210
8	410	400	355	340	335	348	332	350
10	548	530	492	482	462	478	470	485
12	665	660	620	615	595	600	600	610
15	760	750	735	720	705	710	710	720
20	845	842	825	820	810	810	815	820
25	895	895	882	875	868	865	870	870
30	935	938	930	922	912	910	915	915
35	965	968	965	955	945	942	950	945
40	990	990	995	975	965	965	975	970
9	842	842	835	835	828	828	828	820
5	784	791	784	784	777	784	777	769
0	454	465	459	507	501	529	498	469
F. C.	-4,4	-4,6	-4,6	-5,1	-5,2	-5,4	-5,1	-4,9
M. R.	48	48	45	47	44	46	44	44
M' R'	47	48	48	52	52	51	52	49
Ist.	42	43	46	49	50	50	49	47

H	Ricotto	Mantenuto a 181° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 181° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 181° per ore:						
		2,5	10	87	110	210	310	410		2,5	10	87	110	210	310	410		2,5	10	37	110	210	310	410
0,25	I=8	2	2	2	1	2	2	3	I=5	5	2	2	2	2	2	2	I=4	4	4	3	2	3	3	3
0,50	19	6	3	3	2	3	4	6	12	13	4	4	7	5	5	4	8	8	8	8	7	7	7	7
1,0	44	22	12	9	6	7	8	12	29	28	10	10	17	13	12	12	20	17	16	16	15	14	15	15
1,5	79	46	22	18	10	13	13	22	61	49	21	20	32	26	27	27	33	32	25	26	24	22	23	24
2	119	72	34	29	17	22	22	32	98	79	40	36	50	47	47	49	48	48	38	38	34	32	32	32
3	210	144	72	64	49	55	54	66	187	166	101	98	109	114	110	120	86	87	78	65	58	54	54	56
4	303	228	127	122	100	106	103	117	292	265	179	177	191	195	193	205	134	132	124	101	88	82	83	84
5	395	315	197	190	175	177	172	188	404	368	268	269	281	283	284	286	190	188	180	155	130	122	122	122
0	78	140	218	220	224	225	227	241	149	167	248	240	239	233	237	231	100	99	100	104	99	95	94	97
6	477	402	270	260	245	250	245	265	500	458	365	360	359	370	370	385	258	252	239	218	185	175	180	180
8	625	550	425	400	395	405	400	415	662	618	532	518	535	535	545	545	393	394	378	350	309	290	300	302
10	730	660	550	525	530	540	540	555	762	721	660	648	660	660	670	670	528	525	512	482	442	425	430	440
12	820	760	665	645	650	660	665	675	842	810	760	748	756	762	768	770	648	645	635	612	580	555	560	570
15	900	855	785	765	780	780	785	790	907	890	852	848	845	858	858	858	751	750	738	719	700	682	690	690
20	960	940	905	885	890	890	895	900	972	950	938	930	930	938	935	938	845	841	838	824	800	790	795	800
25	1002	988	960	950	950	950	955	960	1009	992	983	980	978	982	980	985	890	890	888	878	860	852	855	860
30	1040	1025	1005	1000	1000	1000	1000	1010	1040	1030	1020	1022	1012	1018	1020	1022	922	930	930	922	910	902	900	910
35	1061	1055	1040	1038	1035	1035	1035	1045	1062	1055	1050	1050	1044	1046	1045	1050	960	959	960	951	945	938	940	950
40	1085	1080	1070	1065	1060	1060	1060	1070	1082	1070	1072	1070	1067	1065	1065	1068	980	980	985	975	970	960	960	970
9	850	855	866	861	871	871	876	887	910	896	903	903	903	903	903	910	842	835	835	835	828	820	820	820
5	649	680	739	734	755	760	766	776	803	796	816	823	823	822	823	830	784	784	784	784	762	770	777	777
0	118	200	331	327	340	337	346	361	242	270	381	393	385	375	380	369	463	463	473	505	536	532	529	523
F. C.	-1,2	-2,0	-3,5	-3,7	-3,7	-3,6	-3,6	-3,7	-2,0	-2,3	-3,3	-3,4	-3,4	-3,4	-3,4	-3,4	-4,6	-4,6	-4,7	—	-5,6	-5,6	-5,5	-5,5
M. R.	%18	33	52	52	53	53	54	57	35	39	57	55	55	54	55	53	47	47	47	49	47	45	45	46
M' R'	%11	27	31	31	32	32	33	34	23	26	36	37	36	35	36	35	48	48	49	52	56	55	51	51
Ist.	18	27	42	44	45	46	44	43	24	29	38	39	39	38	38	37	43	44	45	49	53	55	55	53

H	Best — Massimi I' = 419, I'' = 1100								Svedese — Massimi I' = 481, I'' = 1100								Acciajo — Massimi I' = 221, I'' = 1001							
	Ricotto	Mantenuto a 100° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 100° per ore:							Ricotto	Mantenuto a 100° per ore:						
		3	9	20	46	88	271	519		3	9	20	46	88	271	519		3	9	20	46	88	271	519
0,25	I=8	4	3	2	2	2	2	2	I=6	4	4	2	1	2	3	2	I=4	4	4	4	3	3	3	3
0,5	18	11	7	4	4	3	3	4	14	12	11	5	4	4	5	4	8	8	8	9	8	7	7	7
1,0	43	31	21	11	10	8	8	9	32	30	26	17	12	12	10	9	18	17	18	19	17	16	15	15
1,5	80	64	42	23	19	18	17	17	61	58	52	37	27	24	23	21	32	32	31	32	30	27	24	24
2	121	101	72	40	32	31	30	30	100	94	87	64	47	42	40	36	50	50	49	51	46	41	36	34
3	216	191	149	94	78	75	66	66	198	190	178	140	112	102	92	90	96	94	96	96	89	78	65	59
4	311	283	234	165	140	133	120	124	305	294	276	233	198	182	170	168	147	144	146	146	138	127	109	94
5	406	377	324	248	215	204	190	190	411	400	381	328	290	275	267	265	202	202	206	202	194	182	158	145
0	69	93	135	180	199	200	—	—	144	150	169	199	226	233	—	—	97	102	100	102	103	104	—	—
6	491	462	410	332	298	284	276	276	510	495	480	424	380	364	360	360	273	270	276	267	261	248	211	192
8	641	618	564	486	450	436	434	432	670	657	644	600	554	538	535	536	417	410	417	408	399	384	329	308
10	752	730	680	612	582	574	572	570	788	762	752	716	687	672	670	670	552	540	542	545	532	521	465	425
12	850	829	776	725	705	696	696	696	863	840	834	812	796	784	804	804	676	656	657	671	659	651	574	546
15	909	896	872	836	798	794	795	795	933	932	921	909	890	879	870	870	780	785	780	787	776	760	703	675
20	992	988	971	952	937	929	935	940	999	998	984	979	967	960	960	960	862	866	860	860	854	852	818	790
25	1030	1027	1016	1000	990	984	980	975	1030	1028	1022	1016	1010	1001	1000	1000	911	913	910	908	905	905	882	862
30	1061	1067	1061	1047	1043	1038	1025	1020	1068	1058	1060	1056	1055	1044	1042	1041	960	960	960	956	958	962	945	945
35	1085	1091	1087	1081	1079	1075	1050	1050	1088	1083	1084	1087	1084	1076	1060	1064	989	992	990	990	991	981	982	983
40	1100	1115	1110	1104	1100	1098	1080	1080	1108	1109	1108	1112	1104	1096	1085	1092	1015	1018	1014	1016	1008	988	968	992
9	870	878	891	892	890	890	—	—	925	929	931	932	931	928	—	—	870	863	860	867	863	868	—	—
5	650	660	700	734	740	740	—	—	808	803	820	825	840	842	—	—	795	800	792	795	800	800	—	—
0	108	137	196	276	310	317	317	319	227	238	268	332	379	391	405	412	450	464	454	462	479	478	463	512
F. C.	-1,1	-1,4	-2,0	-2,9	-3,3	-3,6	—	—	-1,8	-2,0	-2,3	-2,8	-3,2	-3,3	—	—	-4,4	-4,7	-4,5	-4,5	-4,5	-4,7	—	—
M. R.	%16	22	32	43	47	48	—	—	34	35	39	46	53	54	—	—	46	48	47	48	49	49	—	—
M' R'	%10	12	18	25	28	29	29	29	21	22	24	30	35	36	37	37	45	46	45	46	48	48	46	51
Ist.	18	21	27	36	41	42	—	—	23	25	28	32	37	39	—	—	43	43	43	43	45	45	—	—

H	Best — Massimi 1'' = 1088								Svedese — Massimi 1'' = 1090								[illegible] — [illegible] 1'' = 1002							
	Ricotto	Mantenuto ad 80° per ore:							Ricotto	Mantenuto ad 80° per ore:							Ricotto	Mantenuto ad 80° per ore:						
		8	18	88	72	116	165	415		8	18	84	72	116	165	415		8	18	88	72	116	165	415
0,25	I=8	6	4	3	2	2	2	2	I=6	7	5	4	2	2	2	2	I=4	5	5	5	5	4	3	3
0,5	18	16	9	8	5	5	4	4	14	16	13	8	6	7	5	5	8	10	9	9	10	8	8	8
1,0	43	42	27	20	13	12	8	12	28	35	30	25	12	16	10	11	17	22	20	20	20	17	16	17
1,5	80	78	55	38	24	21	17	21	59	66	58	48	29	30	22	22	29	33	33	32	32	30	27	28
2	121	119	89	64	40	34	31	32	96	103	94	78	54	52	42	40	45	49	48	48	47	46	41	40
3	213	208	172	133	93	76	74	77	190	198	185	161	125	117	104	99	86	91	89	89	88	84	79	73
4	305	301	261	215	164	140	134	136	296	303	284	256	210	199	188	178	133	136	138	137	136	131	126	117
5	400	394	354	300	244	216	207	204	402	404	387	355	304	291	278	268	190	198	194	194	194	186	195	171
0	74	84	111	153	189	204	205	208	149	162	—	185	205	225	227	232	97	102	99	99	99	99	99	104
6	483	475	435	382	320	283	290	280	500	500	475	455	400	380	372	358	258	260	260	260	265	255	250	235
8	632	624	579	530	470	447	443	428	660	661	642	610	565	550	533	530	395	400	400	400	400	400	390	375
10	741	734	693	648	600	570	560	555	760	762	750	722	692	678	662	655	530	532	530	538	532	532	522	510
12	828	829	793	751	712	685	678	678	842	850	839	810	789	780	765	755	655	653	660	660	650	658	650	640
15	902	902	873	855	816	800	792	793	912	910	908	885	870	865	861	852	755	754	758	754	753	754	750	750
20	973	965	952	945	920	911	900	900	979	980	972	958	949	950	943	940	845	849	850	847	843	848	843	842
25	1018	1008	1000	995	980	975	962	960	1019	1015	1015	1004	994	1000	993	990	900	902	904	905	902	900	899	899
30	1050	1042	1037	1041	1025	1020	1015	1012	1050	1046	1050	1042	1032	1038	1038	1032	945	948	950	951	948	942	941	943
35	1075	1069	1065	1066	1052	1055	1045	1048	1075	1070	1076	1071	1062	1065	1060	1061	979	975	982	982	980	972	975	975
40	1088	1088	1090	1090	1080	1082	1073	1075	1095	1090	1097	1092	1084	1090	1080	1088	999	995	1005	1000	1000	998	1000	1000
9	866	855	861	850	876	866	871	871	917	910	917	910	910	917	910	903	857	842	864	857	857	857	857	864
5	655	649	671	676	723	734	729	718	803	803	803	809	809	816	816	809	791	791	799	799	799	791	799	806
0	118	123	165	223	279	307	316	324	239	248	263	294	339	373	384	387	467	470	473	472	471	472	478	505
F. C.	-4,2	-1,3	-1,7	-2,3	-2,9	-3,3	-3,3	-3,6	-4,9	-2,1	-2,2	-2,6	-3,0	-3,2	-3,2	-3,3	-4,6	—	-4,7	-4,6	-4,6	-4,7	-4,7	-4,9
M. R.	°/₀ 18	20	26	36	45	48	49	49	34	37	—	43	47	52	53	54	46	48	47	47	47	47	47	49
M' R'	°/₀ 11	11	15	21	26	28	29	30	22	23	24	27	31	34	35	36	47	47	47	47	47	47	48	50
Ist.	18	19	24	29	37	38	41	41	25	25	27	31	35	37	37	38	45	44	44	44	44	44	46	48

H	Best — Ricotto	Mantenuto a 62° per ore: 9	21	45	100	200	350	520 (Massimi I' = 421, I'' = 1077)
0,25	I=8	8	5	7	4	2	2	2
0,50	19	19	13	17	10	5	4	4
1,0	43	44	35	39	22	11	8	8
1,5	80	81	70	71	47	26	17	16
2	121	121	110	108	75	45	32	32
3	214	210	195	192	154	106	84	81
4	303	302	287	281	239	190	153	147
5	399	396	380	369	326	273	231	222
0	72	79	74	104	128	163	185	192
6	490	475	455	450	410	350	310	300
8	640	625	610	595	552	500	460	450
10	742	737	722	706	670	620	582	578
12	828	820	815	808	780	735	698	700
15	902	898	893	880	855	835	820	818
20	969	960	962	959	942	932	912	913
25	1010	1004	1005	1002	989	983	970	970
30	1045	1040	1042	1040	1030	1028	1018	1020
35	1070	1064	1069	1068	1060	1056	1050	1055
40	1085	1080	1087	1090	1085	1080	1077	1090
9	855	855	850	850	—	855	855	861
5	649	655	649	660	—	697	708	713
0	115	122	115	151	204	236	274	260
F. C.	-1,1	-1,2	-1,2	-1,6	-2,0	-2,5	-2,9	-3,0
M. R.	%17	19	18	25	30	39	44	46
M' R'	%11	11	11	14	19	22	25	27
Ist.	17	18	18	20	24	31	35	37

H	Svedese — Ricotto	Mantenuto a 62° per ore: 9	21	45	100	200	350	520 (Massimi I' = 432, I'' = 1088)
0,25	I=6	6	5	5	4	2	2	2
0,50	13	14	12	14	9	6	5	4
1,0	31	32	32	31	20	14	10	10
1,5	63	64	64	61	44	34	23	24
2	103	102	102	97	78	61	44	44
3	199	198	197	190	166	139	113	110
4	304	301	300	291	261	227	197	195
5	410	407	403	394	360	324	288	291
0	151	152	156	163	174	196	214	225
6	510	495	495	485	450	410	380	390
8	665	655	658	642	610	575	542	548
10	767	758	755	742	725	693	670	669
12	855	835	838	812	813	788	769	765
15	910	902	902	900	888	872	860	860
20	978	968	968	969	960	950	940	945
25	1017	1007	1007	1009	1002	995	992	991
30	1047	1038	1040	1045	1040	1038	1035	1032
35	1068	1060	1064	1069	1060	1060	1061	1060
40	1088	1080	1085	1089	1080	1080	1083	1082
9	910	903	903	910	896	896	896	896
5	803	803	803	803	789	796	803	803
0	239	239	244	256	274	314	347	365
F. C.	-1,9	-2,0	-2,0	-2,1	-2,3	-2,6	-3,0	-3,1
M. R.	35	35	36	38	40	45	50	52
M' R'	22	22	23	24	25	29	32	34
Ist.	24	25	25	26	29	32	36	37

H	Acciajo — Ricotto	Mantenuto a 62° per ore: 9	21	45	100	200	350	520 (Massimi I' = 210, I'' = 1002)
0,25	I=4	5	4	4	4	3	4	3
0,50	9	9	10	9	9	8	9	8
1,0	17	20	20	20	18	17	17	16
1,5	29	33	33	33	30	29	29	28
2	45	50	49	49	46	44	44	42
3	86	91	91	91	84	86	85	82
4	135	141	141	141	136	136	133	131
5	194	202	200	200	196	196	191	189
0	100	101	101	101	100	104	99	99
6	260	268	270	265	265	265	260	260
8	408	410	418	410	410	412	410	405
10	542	550	550	545	545	550	545	545
12	670	665	670	670	662	670	660	665
15	760	758	760	768	768	770	760	755
20	850	850	848	860	860	860	858	855
25	905	905	903	910	902	912	910	905
30	949	949	950	955	950	958	952	948
35	979	979	979	980	975	985	980	975
40	1000	1000	1000	1000	1000	1005	1002	998
9	857	857	857	857	849	857	864	857
5	798	798	798	798	784	799	799	799
0	468	469	469	469	457	465	470	468
F. C.	-4,5	-4,5	-4,5	-4,5	-4,4	-4,4	-4,5	-4,5
M. R.	47	48	48	48	47	49	47	47
M' R'	47	47	47	47	46	47	47	47
Ist.	43	43	43	42	43	42	43	43

Best — Massimi I' = 422, I'' = 1077

H	Ricotto	Mantenuto a 46° per ore: 80	160	312	462	612	762	1062
0,25	I=8	7	4	3	2	2	2	2
0,5	17	16	11	8	5	5	5	5
1,0	42	41	32	24	13	13	12	11
1,5	79	77	64	50	29	25	24	22
2	119	118	101	82	54	45	45	39
3	210	208	185	164	120	109	112	96
4	302	300	277	252	200	185	189	169
5	399	394	367	342	284	270	273	254
0	71	75	93	117	125	133	149	178
6	478	470	453	425	362	355	357	337
8	625	618	600	570	524	504	509	484
10	735	730	708	682	641	626	626	606
12	828	825	805	785	740	742	737	722
15	910	900	885	865	835	843	838	833
20	968	968	961	950	932	932	932	929
25	1002	1005	1002	992	982	979	979	984
30	1038	1040	1040	1031	1025	1025	1025	1030
35	1061	1062	1063	1058	1055	1055	1060	1060
40	1082	1082	1080	1080	1085	1083	1085	1085
9	845	850	850	850	840	834	840	845
5	644	644	655	665	670	671	686	686
0	114	117	143	171	215	228	252	256
F. C.	-1,1	-1,1	-1,4	-1,7	-2,2	-2,3	-2,6	-2,7
M. R.	%17	18	22	28	34	36	41	41
M' R'	%11	11	13	16	20	21	23	24
Ist.	17	18	20	24	30	31	32	33

Svedese — Massimi I' = 432, I'' = 1077

H	Ricotto	Mantenuto a 46° per ore: 80	160	312	462	612	762	1062
0,25	I=6	6	4	4	3	2	2	3
0,5	14	14	10	10	9	8	8	7
1,0	31	33	30	28	26	22	23	19
1,5	59	64	58	53	48	42	43	40
2	98	102	94	87	77	70	68	64
3	197	195	192	179	153	143	140	137
4	301	296	290	276	248	238	228	229
5	406	402	400	378	340	329	319	318
0	146	153	158	183	193	200	209	215
6	498	495	490	465	458	418	413	408
8	655	650	648	625	595	575	575	575
10	753	750	743	732	712	697	694	692
12	832	835	818	815	797	792	792	787
15	905	902	889	888	883	873	875	873
20	967	968	958	960	954	954	974	954
25	1005	1008	1000	1000	1005	1000	1010	1005
30	1040	1042	1038	1039	—	1035	1035	1045
35	1063	1065	1062	1062	—	1063	1065	1070
40	1080	1080	1084	1080	—	1080	1080	1085
9	896	903	896	896	885	883	890	890
5	796	796	783	796	799	783	786	789
0	234	245	247	272	298	313	337	341
F. C.	-1,8	-1,9	-2,0	-2,2	-2,6	-2,7	-2,9	-2,7
M. R.	34	35	37	42	45	46	48	50
M' R'	22	23	23	25	28	29	31	32
Ist.	25	24	26	28	30	32	32	32

Acciajo — Massimi I' = 211, I'' = 980

H	Ricotto	Mantenuto a 46° per ore: 80	160	312	462	612	762	1062
0,25	I=3	3	3	3	4	4	3	4
0,5	8	8	8	8	8	8	8	8
1,0	16	19	18	17	16	16	16	18
1,5	28	30	28	29	27	29	28	30
2	42	45	43	44	43	45	44	46
3	79	81	80	80	79	82	81	82
4	123	124	124	125	124	126	123	124
5	177	177	178	177	175	176	172	173
0	94	96	95	95	97	98	97	99
6	238	233	235	240	241	236	231	231
8	375	368	375	378	367	362	357	357
10	500	498	510	500	509	489	484	484
12	625	620	630	625	621	611	611	611
15	735	730	745	730	732	737	732	732
20	830	832	840	830	811	833	833	833
25	882	888	892	888	—	884	889	889
30	928	935	939	932	—	929	934	934
35	955	965	969	968	—	964	974	969
40	985	992	990	993	—	995	1005	995
9	828	835	835	835	—	806	813	828
5	770	770	770	770	—	748	755	762
0	453	456	455	453	—	456	459	473
F. C.	-4,8	-4,8	-4,7	-4,7	—	-4,8	-4,9	-5,0
M. R.	45	45	45	45	46	46	47	47
M' R'	46	47	46	46	—	47	47	47
Ist.	45	45	44	45	—	45	45	45

Grafiche dei risultati.

…riproduzione dei diagrammi ϕ (I, H), analoghi a quelli … 1, dai quali furono dedotti i valori riportati nelle ta… …III, non darebbe una rappresentazione grafica dei ri… …omoda per una chiara discussione. Meglio assai si … le curve di suscettività che si possono facilmente … determinando, in base ai valori dati dalle tabelle …he, la suscettività $\frac{I}{H}$ e costruendo le curve $\left(H, \frac{I}{H}\right)$ …do i valori di H per ascisse e quelle di $\frac{I}{H}$ per ordinate.

… curve furono riprodotte nelle Tavole II e III, in cui, …are la sovrapposizione dei diagrammi, l' origine delle …ccessive fu trasportata verso destra di una divisione …olato.

… economia di spazio ommisi la rappresentazione grafica …ta dei risultati delle tabelle II e VII corrispondenti …ionature a 180° e 62°, limitandomi a farne figurare …to finale nei riepiloghi in fondo alla Tavola III.

…inee a tratto continuo che congiungono un punto di …a con una della curva seguente le denomineremo …*i suscettività per campi uguali* » o più brevemente …*i equinduzione* »; esse denotano in ciascuna curva il …ella suscettività corrispondente ad un determinato va… …H, segnato sulla linea stessa.

… delle linee di equinduzione parte dal culmine corri…te alla suscettività massima del campione ricotto, e serve …are di quanto varia, durante il processo di stagionatura …tà del campo cui corrisponde il massimo di suscettività. …i sotto del punto culminante di ciascuna curva sono …tre punti contraddistinti: da un triangolo (△) da un …(◉) e da un quadrato (□). Essi rappresentano grafica… … valori registrati nelle tre ultime righe delle tabelle …he, servono cioè ad indicare le variazioni che durante …sso di stagionatura subiscono rispettivamente, il ma… … residuo parziale (Vedi *M*), il magnetismo residuo …edi *N*) e l' isteresi (Vedi *O*).

Pei valori numerici serve la stessa scala segnata sull'asse delle ordinate la quale indica anche i valori della suscettività.

Discussione dei risultati.

Variazioni assolute e relative della suscettività. — Uno dei fatti generali che si osservano nella ispezione delle tabelle numeriche e dei diagrammi, è quella della forte diminuzione che subisce la suscettività colla stagionatura.

La diminuzione assoluta di suscettività, che si rileva nelle tabelle numeriche dalla diminuzione dei valori di I col procedere della stagionatura, è resa evidente nei diagrammi dall' aspetto delle linee di equinduzione, precedenti il massimo di suscettività. Si vede infatti che queste linee discendono, in alcuni casi assai rapidamente, verso l' asse delle ascisse.

Di pari passo colla suscettività diminuisce pure il valore del massimo di suscettività, ed aumenta invece l' intensità del campo pel quale tale massimo di suscettività ha luogo. Ciò risulta evidente dall' andamento della linea di equinduzione che parte dal punto di massima suscettività del ferro ricotto (veggansi specialmente i diagrammi del ferro Best); questa linea infatti incontra i successivi diagrammi in punti che sempre più precedono il punto di suscettività massima.

Se confrontiamo la diminuzione di suscettività, indicata dall' abbassamento di ciascuna linea di equinduzione, col rispettivo valore massimo iniziale, troviamo che la diminuzione relativa di suscettività è tanto meno sensibile quanto più intenso è il campo, fino a ridursi nulla nei campi induttivi piuttosto intensi, le cui linee di equinduzione si presentano come rette parallele all' asse delle ascisse.

Questo confronto si può anche effettuare, per le stagionature a 360°, 180° e 100°, osservando le tabelle numeriche della precedente memoria, nelle quali sono appunto dati i valori relativi della suscettività espressi in centesimi della suscettività iniziale del campione ricotto.

Noterò che i valori trovati per la suscettività nei campi più deboli seguono un andamento alquanto irregolare; ciò dipende dall' essere le corrispondenti osservazioni affette da

errori relativi piuttosto rilevanti stante la piccolezza delle corrispondenti deviazioni degli istrumenti di misura. Volendo meglio studiare le dette variazioni in campi deboli, occorrerebbe fare delle apposite esperienze dando agli istrumenti una maggior sensibilità, la quale evidentemente impedirebbe di usarli coi campi elevati.

Questo studio può presentare un certo interesse inquantochè è precisamente nei campi deboli che il valore relativo della suscettività subisce, per la stagionatura le massime diminuzioni (che raggiunsero nel ferro Best fino l'87 $^0/_0$) e può interessare di conoscere il limite che può raggiungere tale diminuzione coll'indebolirsi del campo.

Ritengo probabile che in tale studio si possa constatare un'influenza dello stato di magnetizzazione dei campioni sull'effetto della stagionatura, della quale influenza mi parvero indizi certe irregolarità riscontrate nelle variazioni della suscettività in campi deboli, in qualche caso (Vedi Best dopo 410 ore di stagionatura a 131° e Svedese dopo 110 ore di stagionatura a 131°) in cui, per dimenticanza, si era sottoposto alla stagionatura il campione non scalamitato.

Variazioni del magnetismo residuo « parziale » (MR). Le variazioni del magnetismo residuo avvengono in senso inverso a quelle della suscettività, esso cioè aumenta colla stagionatura colla stessa rapidità con cui la suscettività diminuisce.

Ciò si rileva a colpo d'occhio dai diagrammi, poichè, dove le linee di equinduzione discendono rapidamente si ha una rapida ascesa delle corrispondenti linee rappresentanti le variazioni del magnetismo residuo parziale (linee punteggiate a triangoli △), dove la discesa delle prime è meno rapida o nulla, è pure meno rapida o nulla anche l'ascesa delle seconde, e finalmente nei casi (per es. stagionatura del Best a 159°) in cui le linee di equinduzione, dopo essersi abbassate, leggermente si risollevano, quelle del magnetismo residuo parziale si abbassano leggermente.

Il magnetismo residuo parziale raggiunse, nel Best stagionato a 131°, fino il 300 $^0/_0$ del suo valore iniziale nel campione ricotto.

Variazioni del magnetismo residuo « final
Queste variazioni procedono parallelamente con quel
gnetismo residuo parziale. Si osservi però che in tut
(tranne in quelle dell' acciajo) il diagramma rappre
percentuale del magnetismo residuo parziale, è co
mente più alto di quello del magnetismo residuo fi
punteggiate con cerchi ⊙). Ciò corrisponde al fatt

rapporto fra il magnetismo residuo e quello indotto

dapprima colla intensità del campo, raggiunge un
poi decresce.

Nell' acciaio, i diagrammi rappresentanti i due
magnetismo residuo sono assai vicini l' uno all' alt
vi è adunque una proporzionalità quasi perfetta fr
tismo residuo ed il magnetismo indotto, fra H = 5

Variazioni della forza coercitiva (F. C.). La f
tiva (F. C.) presenta valori sensibilmente proporzio
del magnetismo residuo. Questa proporzionalità quas
rileva facilmente dalle tabelle numeriche inquanto
lore assoluto del magnetismo residuo finale (H =
costantemente 100 volte maggiore del valore che g
rappresentante la forza coercitiva. Non si è perc
necessario rappresentare con appositi diagrammi le
della forza coercitiva, valendo per esse quanto si
le variazioni del magnetismo residuo.

Variazioni dell' isteresi (Ist). Questo elemen
stato dedotto dalle esperienze della prima memoria
in vista del grande interesse che esso ha per le
pratiche del magnetismo, ho creduto utile calco
dalle prime che dalle nuove esperienze, l' area di i
tenuta entro i diagrammi di magnetizzazione (Vedi

I valori relativi così ottenuti sono registrati
riga delle tabelle numeriche e rappresentati grafica
Tavole II e III dai punti entro quadrato □.

A colpo d' occhio si osserva che le punteggiat
scono detti punti seguono pressochè parallelame

1) Ewing. Phil. Trans 1885, II, pag. 556.

anti le variazioni del magnetismo residuo, ed hanno amento inverso a quello delle linee di equinduzione anti le variazioni di suscettività.

resi perciò aumenta colla stagionatura circa nella orzione con cui aumentano il magnetismo residuo e ercitiva.

menti prodotti dalla stagionatura nel valore del- raggiunsero (pel ferro Best stagionato a 131°) il valore iniziale nel campione ricotto.

nza della temperatura. Le variazioni sopra de- engono nello stesso senso alle varie temperature di ra, però varia profondamente, da una temperatura anto la rapidità colla quale dette variazioni avven- il valore definitivo da esse raggiunto.

stione della rapidità delle variazioni può conside- due differenti punti di vista. O si considera il tempo pione impiega a prendere un assetto definitivo ed guardo regge il principio, svolto nella precedente tale tempo è tanto più breve quanto più è alta la ra; o si considera il valore assoluto delle variazioni n dato tempo, ed in tal caso esiste una temperatura la velocità di variazione è massima, perchè coll'ab- lla temperatura, se aumenta il tempo necessario a re lo stato definitivo, possono aumentare in propor- giore i valori definitivi delle variazioni.

so delle esperienze attuali la temperatura che diede la elocità di variazione in egual tempo fu quella di 159°. rvi infatti che le grandi variazioni che subirono le agnetiche per la stagionatura a 159° si compiono rime tre ore, mentre a temperatura più bassa le in egual tempo sono meno intense, quantunque a fine aggiungere un valore totale più elevato.

vole che, alla rapida variazione che subiscono le agnetiche alla temperatura di 159° nelle prime tre enimento, subentra una leggera variazione in senso n fatto analogo era già stato osservato dal Roget [1])

[1] Proc. Roy. Soc. di Londra, vol. 63°, pag. 260, 1898.

per le variazioni dell' isteresi al di sopra di 135°. Il Roget anzi crede che prolungando abbastanza il riscaldamento si possa osservare tale ricupero anche a temperature più basse. Le mie esperienze, nelle quali la durata di riscaldamento fu circa doppia di quella del Roget, accennerebbero, (come mostrano i diagrammi) ad un ricupero assai debole e lento anche a 131° ma non a temperature inferiori.

Non si può invero negare la possibilità che un tale effetto possa rendersi palese dopo stagionature molto più prolungate, ma è forse più verosimile, che il ricupero non si abbia che a temperature elevate, cioè nei casi in cui le variazioni delle costanti magnetiche avvengono molto rapidamente, per cui, per una specie di inerzia, la condizione di equilibrio viene prima oltrepassata e poi lentamente raggiunta con moto retrogrado.

Di variazioni in senso inverso al normale si ebbero pure esempi nel principio della stagionatura a temperature piuttosto basse; così il ferro svedese e l' acciajo (Vedi tabelle VI e VII) esaminati dopo le prime tre ore di stagionatura ad 80° e 62° presentarono, nei campi deboli, un aumento di suscettività invece della solita diminuzione.

Per facilitare il confronto degli effetti finali della stagionatura a temperature differenti ho riportato in fondo alla Tavola III. tre quadri riassuntivi dei valori estremi, raggiunti dalle costanti magnetiche nelle singole stagionature, confrontati con quelli iniziali dei rispettivi campioni ricotti.

In questi quadri sono compresi anche i risultati finali delle stagionature a 180° ed a 62° le cui grafiche, non furono riprodotte per disteso nelle Tavole II e III.

Dai quadri riassuntivi risulta chiaramente che, a seconda della temperatura alla quale ha luogo il rinvenimento del ferro ricotto, le sue costanti magnetiche subiscono modificazioni più o meno profonde. Le variazioni più deboli si ebbero a 360°; variazioni successivamente più intense si ebbero a 180° ed a 159° e le variazioni massime si ebbero colla stagionatura a 131°.

Le stagionature a 100°, 80°, 62°, 46° produssero effetti successivamente minori però ancora molto sensibili.

Le variazioni suddette avvengono di conserva per tutte le costanti magnetiche osservate, e presentano tutte alla stessa temperatura un massimo od un minimo, a seconda che entrano nella categoria di quelle che aumentano o di quelle che diminuiscono durante la stagionatura.

Così p. es. nel ferro Best stagionato a 131° presentano un minimo:

— la suscettività in campi eguali (cioè si ha massima depressione delle linee di equinduzione);

— il valore del massimo di suscettività;

e presentano un massimo;

— lo spostamento verso campi più elevati del massimo di suscettività;

— il magnetismo residuo parziale e finale;

— la forza coercitiva;

— l' isteresi.

Per quest' ultima costante il Roget (l. c.) avea trovato un massimo verso 180° per un campione di ferro dolce svedese.

Comportamento delle differenti qualità di ferro. Le tre qualità di ferro studiate, benchè abbiano presentato colla sta-

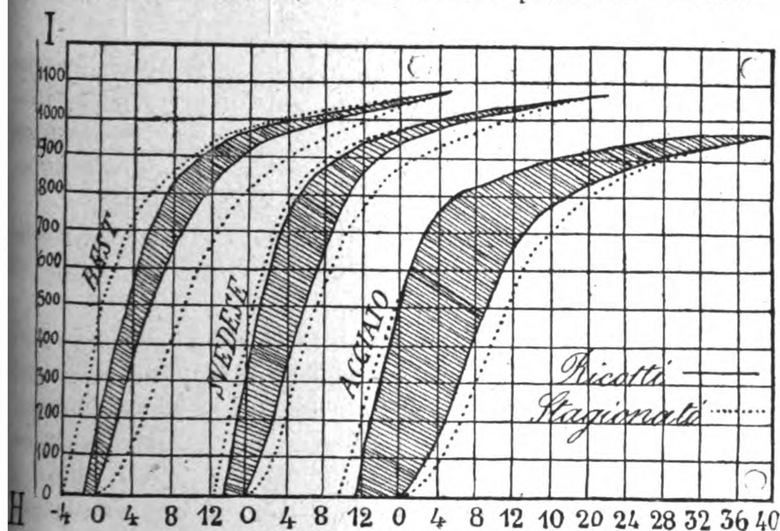


Fig. 1.

gionatura variazioni qualitativamente analoghe, differiscono

fortemente l' una dall' altra pei valori assoluti di dette variazioni.

Nella fig. 1 sono messe a confronto le curve magnetiche (H, I) dei tre campioni ricotti con quelle dei campioni stessi dopo subìta la stagionatura a 131°.

Facilmente si riconosce che il Best presentò le variazioni massime e l' acciajo le minime.

Alla stessa conclusione si arriva osservando i valori numerici delle singole costanti prima e dopo la stagionatura a 131°, raccolti nella tabella IX.

TABELLA IX.

	Best	Svedese	Acciaio	Best	Svedese	Acciaio
	Ricotti			Stagionati a 131°		
Suscett. nel campo H = 1	44	29	20	6	10	14
Suscett. nel campo H = 5	79	81	38	34	54	24
Suscett. nel campo H = 40	27	27	24	27	27	24
Suscettività massima	80	84	54	54	65	46
Campo corrispondente H=	6	6	12	12	8	12
Forza coercitiva	—1,2	—2,0	—4,6	—3,7	—3,4	—5,6
Magnet. residuo parziale	°/₀ 18	35	47	57	55	49
Magnetismo residuo finale	°/₀ 11	23	48	34	37	53
Isteresi	17	24	43	46	39	55

Da questa tabella risulta inoltre che, dopo la stagionatura, le costanti magnetiche dei tre campioni presentano fra di loro differenze molto minori di quelle che aveano allo stato di ricottura, e che le variazioni avvennero nel senso di avvicinare i valori delle costanti del Best e dello svedese a quelle iniziali dell' acciaio. Anche dalla tabella IX risulta essere il Best il campione che ha subìto le variazioni maggiori; infatti, mentre allo stato di ricottura le sue costanti magnetiche differivano da quelle dell' acciaio più di quelle del ferro svedese,

tagionatura i valori delle costanti del Best riescono
ggior parte interposti fra quelli dello svedese e del-

tabella IX si calcola la X che rappresenta le varia-
entuali delle singole costanti dei campioni ricotti in
la stagionatura a 131°.

TABELLA X.

		Campioni ricotti	Stagionatura a 131° Best	Svedese	Acciaio
			Variazioni percentuali		
vità nel campo	H = 1	100	—87	—66	—30
	H = 5	100	—57	—33	—37
	H = 40	100	0	0	0
vità massima		100	— 33	—23	—15
corrispondente		100	+100	+33	0
oercitiva		100	+210	+70	+22
ismo residuo parziale		100	+220	+57	+ 4
ismo residuo finale		100	+210	+60	+15
		100	+170	+62	+28

ri relativi della tabella X mostrano ancor più chia-
quanto grandi sieno le variazioni subite dal ferro
nfronto di quelle del ferro svedese e di quelle ancor
ll' acciaio. Pur essendo nulle le variazioni di suscet-
tre campioni nel campo massimo (H = 40), nei campi
= 5) la suscettibilità del Best già diminuisce del 57 %
npi deboli (H = 1) tale diminuzione giunge all' 87 %
che avea la suscettività corrispondente nel ferro

e riguardo alla suscettività massima, il Best presenta
ri variazioni, giacchè la diminuzione che essa pre-
el 33 %, ed occorre per raggiungerla un campo d'in-
ppia (aumento del 100 %) di quella che occorreva

pel Best ricotto, valori questi molto più elevati dei corrispondenti forniti dal ferro svedese e dall'acciaio.

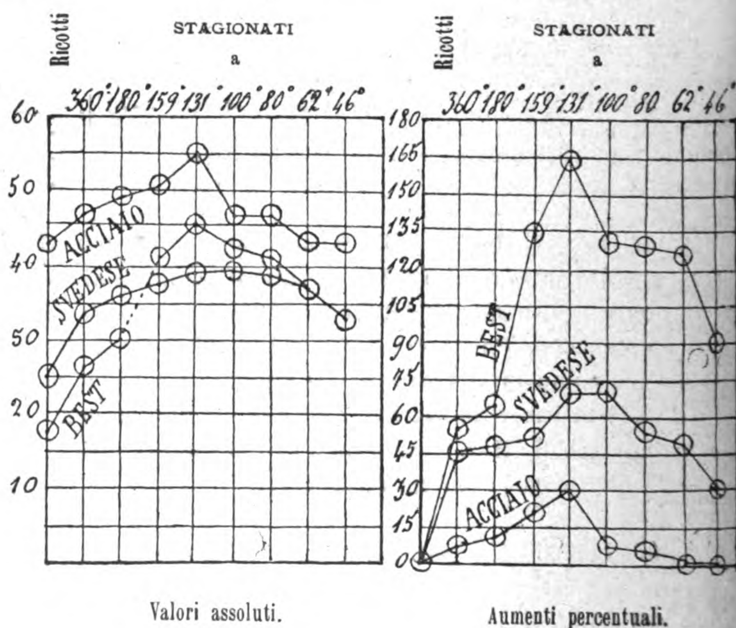
Finalmente gli aumenti di forza coercitiva, di magnetismo residuo ed isteresi, che nell'acciaio sono inferiori al 30 % e nel ferro svedese non superano il 70 % salgono nel ferro Best fino a 220 % del valore iniziale, così che il valore assoluto di queste costanti è pressochè triplicato dalla stagionatura.

Le differenze sopra notate fra i tre campioni stagionati a 131° si manifestano anche per le variazioni prodotte dalle stagionature alle altre temperature.

Per convincersene sarà sufficiente confrontare le variazioni che presenta alle varie temperature l'area di isteresi, poichè in essa, come è facile riconoscere dalla fig. 1, si possono considerare riassunte quelle degli altri elementi (suscettività, rimanenza e forza coercitiva).

A tale confronto servono le figure 2 e 3.

ISTERESI DEI TRE FERRI



Valori assoluti.

Fig. 2.

Aumenti percentuali.

Fig. 3.

g. 2 rappresenta graficamente i valori assoluti del- nei campioni ricotti e dopo le singole stagionature, limostra che i campioni, stagionati a qualsiasi tempe- resentano minori differenze nel rispettivo valore del- che nello stato di ricottura, essendosi l'isteresi del llo Svedese innalzata verso il valore che ha nell'ac- minime differenze fra i valori dell'isteresi si hanno ioni stagionati a 100°.

stessa figura risulta che l'isteresi nel Best aumenta idamente da superare, nelle stagionature al di sotto quella del ferro svedese che inizialmente era supe- sua.

mente, dalla fig. 3, nella quale sono rappresentati nte gli aumenti *percentuali* subiti dall'isteresi rife- lore che essa presentava nei campioni ricotti, si ri- a qualunque temperatura, l'aumento subito dall'iste- ssimo nel ferro Best e minimo nell'acciaio.

Conclusioni ed osservazioni.

e restando le conclusioni alle quali siamo pervenuti dente studio sull'argomento, osserveremo che le pre- rche, completando i risultati in quello ottenuti ren- glio evidenti le varie influenze che ha la temperatura natura sulle modificazioni da essa prodotte nelle magnetiche delle differenti qualità di ferro ricotto.

re nelle precedenti esperienze le stagionature (rinve- eseguiti a 360°, 180° e 100° produssero un successivo do » nelle dette modificazioni, così che poteasi ritenere l'ottenere modificazioni ancora più intense stagio- ferro a temperature ancora più basse, le esperienze nno fatto constatare che la stagionatura al di sotto roducono effetti minori di quelle a 100°, ed interpo- le nuove determinazioni fra 180° e 100° si constatò agionatura a 131° produce modificazioni sensibilmente se di quelle a 159° ed a 100°, per cui si può arguire mperatura alla quale l'effetto è massimo od è quella poco differisce da essa.

I campioni stagionati a questa temperatura presentano, rispetto agli stessi campioni stagionati a temperature differenti; un minimo valore :

— della suscettività e quindi anche della permeabilità per uguali intensità del campo magnetizzante ;

— della suscettività e della permeabilità massime;

ed un massimo valore :

— del campo corrispondente al massimo di permeabilità e di suscettività

— del magnetismo residuo ;

— della forza coercitiva ;

— dell' isteresi.

I massimi ed i minimi sono più accentuati nel ferro Best che non nello svedese e nell' acciaio da me studiati, come pure nel ferro Best sono più accentuate, come mostra succintamente la tabella X, le variazioni prodotte dalla stagionatura in tutte le costanti magnetiche.

La temperatura alla quale avvengono le massime variazioni non è però la stessa che produce in tempi eguali le variazioni più intense.

Nelle esperienze attuali la temperatura alla quale si ottennero in tempo più breve variazioni più intense delle costanti magnetiche fu quella di 159°.

Queste conclusioni, dedotte dallo studio di campioni stagionati a caldo ed esaminati a freddo è presumibile reggano, con lievi modificazioni quantitative, anche pei metalli a caldo, poichè è noto esser piccole le variazioni che subiscono le costanti magnetiche a temperature non molto elevate.

Per meglio accertarmi del fatto eseguii più volte la seguente esperienza :

Stagionai ad oltranza a 159° un campione di ferro Best; lo introdussi, ancor caldo, nella spirale magnetizzante, preventivamente riscaldata perchè il raffreddamento fosse più lento, e, durante il raffreddamento, determinai parecchie volte il magnetismo residuo del campione di volta in volta scalamitato.

Constatai che non vi erano sostanziali differenze fra il valore del magnetismo residuo quando il campione era molto

ndo era ritornato alla temperatura ordinaria, ben-
gnetismo residuo fosse molto più elevato di quello
ava il campione ricotto prima della stagionatura.
o prodotto dalla stagionatura era quindi sensibil-
esso, tanto nel campione a caldo che nel campione

rebbe tuttavia inutile ripetere, con più larghi mezzi
li, queste ricerche eseguendo le misure a caldo,
ne ciò offrirebbe occasione di meglio studiare l'in-
ha la temperatura sulle costanti magnetiche,
e, in base alle esperienze sopra riferite, deve essere
sa a seconda che il campione studiato rimane a
costante un tempo più o meno lungo.
to di vista pratico osserviamo che, all'infuori di
speciale, quale per es. la costruzione delle cala-
nenti, al quale è favorevole l'aumento di ma-
siduo e di forza coercitiva prodotto dalla stagiona-
erature elevate, nella maggior parte delle appli-
le quali il ferro è soggetto a cicli di magnetizza-
meno completi, la stagionatura è nociva alle qualità
del ferro, inquantochè le fa variare nel senso di
l'isteresi e le perdite di energia che ne derivano.
ccome nel funzionamento degli apparati magneto-
nuclei di ferro si riscaldano, subendo una ine-
gionatura che ne diminuisce il rendimento, così il
di una macchina sarà più costante se si usano
onati alla temperatura alla quale si porteranno i
nella macchina in funzione.
e la pratica abbia già suggerito come utile questo
fatti per es. l'Armagnat riferisce [1]) che nelle offi-
ot» si usa stagionare le lamine di ferro per qualche
0° prima di impiegarle nelle costruzioni dei nuclei
o e dei trasformatori.
chine così costruite non avranno, da nuove, il
alto rendimento di quelle costruite con lamine
il loro rendimento rimarrà invariato coll'uso,

t. Èclairage Èlectrique, vol. 33, pag. 209, 1902.

mentre l' effimero vantaggio delle seconde svani
qualche mese di funzionamento.

Certamente sarebbe più utile dare al ferro
stabilità che gli impartisce la stagionatura senza
le sue qualità magnetiche. Lo Stern [1]) dichiara di
giunto tale intento adottando nella preparazione d
un processo speciale, non ancora reso pubblico.

La lentezza colla quale il ferro subisce le var
poste alle sue costanti magnetiche dalle variazioni
ratura, mi suggerisce una ipotesi che mi pare atta
almeno nelle loro grandi linee, i fenomeni pres
stagionatura.

L' ipotesi consiste nell' ammettere che il ferr
riportato alla temperatura ordinaria, od in gener
temperatura più bassa, si trovi in una condizione
forzata, così che, invece di presentare le costanti
che gli competono alla bassa temperatura, conser
alquanto alterate, quelle che possedeva a caldo
ratura di ricuocimento.

Se il raffreddamento fosse lentissimo, il fer
tempo di prendere quell' assetto molecolare che co
singole temperature per le quali passa, ed arresta
freddamento ad una certa temperatura, le sue co
gnetiche sarebbero quelle che a quella temperatura
e non verrebbero alterate da una permanenza
lunga del ferro alla temperatura stessa.

Ma, essendo invece il raffreddamento sempre r
rispetto alla lentezza colla quale avviene l'assestar
colare, questo si troverà in « ritardo » nel ferro
il quale perciò presenterà qualità magnetiche tanto
da quelle che gli competono, quanto più bassa sar
ratura alla quale sarà disceso.

Si avrebbe cioè una specie di *isteresi term*
paragonabile all' *isteresi magnetica* che produce i
del magnetismo residuo.

1) Stern. L. c.

ascia il ferro a questa bassa temperatura, avrà la prendere l' assetto molecolare stabile a tale tem- na l' assestamento sarà contrariato dalla poca mo- colare alle temperature basse, per cui piccole e saranno le variazioni prodotte dalla stagionatura.

lo si stagiona a temperature più elevate, la cre- tà molecolare, accelererà il processo di assesta- si vedranno mano mano modificarsi le costanti fino a raggiungere il loro valore stabile a quella a.

lmente il tempo a ciò necessario sarà tanto più to più alta sarà la temperatura; sia perchè colla a aumenta la mobilità molecolare, sia perchè sono nodificazioni che le costanti devono subire. E ciò è i fatti esperimentali constatati.

sopra constatato, sia pur grossolanamente, della dei risultati forniti dalle determinazioni a caldo potrebbe considerarsi come una prova esperimen- di detta ipotesi.

il senso nel quale avvengono le variazioni delle gnetiche colla stagionatura è precisamente quello in base della ipotesi stessa.

le recenti determinazioni d' isteresi fatte dal ra campioni a caldo dimostrano che l' isteresi di- oll'aumentare della temperatura; quindi, secondo remessa, i campioni ricotti e raffreddati presente- steresi minore di quella che loro compete, e colla a il valore della isteresi dovrà aumentare, come di nta.

conformità ai risultati delle esperienze, quest' au- di piccola entità nella stagionatura a temperature , come quelle che meno differiscono da quella di o, ed andrà mano mano aumentando all' abbassarsi eratura di stagionatura.

che coll' abbassarsi della temperatura, aumentando, se, gli impedimenti all' assestamento molecolare, le

l. c.

variazioni ubbidiscono a due influenze opposte: cioè ad un aumento per essere la temperatura più bassa più lontana da quella di ricottura e ad una diminuzione per la diminuita mobilità molecolare. L'effetto risultante è la constatata esistenza di una temperatura alla quale ha luogo il massimo di rapidità od il massimo di valore assoluto delle variazioni dell'isteresi.

Quanto ora si disse dell'isteresi vale (tenuto conto del segno) anche per le variazioni di permeabilità.

Le esperienze dell'Hopkinson [1]) hanno infatti dimostrato che la permeabilità aumenta colla temperatura, quindi, in base alla fatta ipotesi, i campioni ricotti avranno a freddo una permeabilità più elevata di quella che loro compete e resta quindi giustificata la diminuzione che subisce la permeabilità colla stagionatura.

E rimane pure giustificato il fatto che tale diminuzione di permeabilità, molto pronunciata nei campi deboli, va man mano diminuendo coll'aumentare della intensità del campo fino a rendersi insensibile nei campi elevati, inquantochè dalle citate esperienze di Hopkinson risulta che gli aumenti di permeabilità colla temperatura sono insensibili nei campi elevati e vanno mano mano accentuandosi col diminuire della intensità del campo.

Per quanto riguarda le altre costanti magnetiche osserveremo che, in base alla ipotesi fatta, gli aumenti che subiscono il magnetismo residuo e la forza coercitiva colla stagionatura indicherebbero che il valore di tali costanti è minore alla temperatura di ricuocimento che alla temperatura più bassa.

Questa diminuzione del magnetismo residuo e della forza coercitiva coll'aumento della temperatura, desunta in base alla nostra ipotesi è un fatto, che, anche in mancanza di esperienze dirette che lo verifichino, può ritenersi come conseguenza della diminuzione che, secondo le esperienze di Wills (l. c.) subisce l'isteresi coll'aumento della temperatura. Poichè, come facilmente risulta dai noti diagrammi rappresentanti l'area di isteresi, una diminuzione d'isteresi deve principal-

1) Hopkinson. Phil. Trans., vol. 180, A. 1889.

ibuirsi alla diminuzione di magnetismo residuo e di
citiva.
si fatta sull'esistenza della *isteresi termomagnetica*
nque i principali fatti osservati durante la stagiona-

ı diminuzione di suscettività e gli aumenti di ma-
esiduo di forza coercitiva e d' isteresi;
ı minore intensità di tali variazioni a temperature
;
ı maggior rapidità con cui a tali temperature vien
lo stato di stabilità;
esistenza a date temperature del massimo di velo-
massimo di intensità di dette variazioni;
essere la diminuzione di suscettività limitata ai
intensi;
uguaglianza, perfetta o quasi, nei risultati delle
e a caldo od a freddo.

o Fisico della R. Università di Sassari
Aprile 1904.

ULLA DEFORMAZIONE DI UN SOLIDO ISOTROPO LIMITATO DA DUE PIANI PARALLELI.

Nota del Dott. LUCIANO ORLANDO.

avoro già pubblicato [1]), ed in un altro, che è in corso
nel *Giornale di Matematiche* di Battaglini, ho di-
esaminato la deformazione di questo medesimo so-
e casi. Nel primo, erano, per ogni punto dei piani
le componenti tangenziali di spostamento ed era
nponente normale di tensione; nel secondo caso,
ogni punto dei piani limiti, note le componenti
di tensione ed era nota la componente normale

[1]) ...eformazione di un triedro trirettangolo e di una lastra indefinita, elastici, ... del Circolo matematico di Palermo, Nov. Dic. 1903.

di spostamento. Si presenta naturale un terzo caso,
tratteremo, nel quale si suppongano, per ogni punto
dei due piani limiti, note le componenti tangenziali
stamento e quella normale di tensione, e, per ogni p
l' altro, note le componenti tangenziali di tensione
normale di spostamento.

I piani limiti siano σ_1 e σ_2, e le rispettive equaz
condo una terna cartesiana ortogonale $x\,y\,z$, ne sia
e $z = -h$. Con ciò $2h$ denota lo spessore della lastra.
ponenti di spostamento rispetto ai tre assi della tern
mino u, v, w, e siano L, M, N le componenti di ten
spetto ai medesimi assi. Rappresenti A_0 un punto, d
nate x_0, y_0, z_0, interno al solido, S, che vogliamo st
sia A, di coordinate x, y, z, un punto variabile.

Sia A_1 il punto simmetrico di A_0 rispetto a σ_1, s
simmetrico di A_1 rispetto a σ_2, sia A_3 il simmetrico
spetto a σ_1, ... ; e, scambiando l' ufficio di σ_1 e
ricavino da A_0 ancora i punti A'_1, A'_2, A'_3, ... ; si
la distanza di A da A_0, e poi r_1, r_2, r_3, ... si chia
distanze di A da A_1, A_2, A_3, ... , e ancora r'_1, r'_2,
le distanze di A dai punti A'_1, A'_2, A'_3, ... Nel mi
già citato, si vede quale sia, per il campo S, la fun
Green, la quale, mantenendosi regolare colle deriva
vi verifica la $\Delta^2 = 0$, e diventa $\frac{1}{r}$ al contorno, e si
che quale sia la funzione, analoga a quella di Gre
quale la derivata secondo la normale si riduce, al c
alla derivata di $\frac{1}{r}$ secondo la normale.

Su ciò non vogliamo insistere, ma vogliamo or
nare questa serie

$$g_1 = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r'_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r'_2} - \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r'_3} - \frac{1}{r_4} - \frac{1}{r'_4} + \frac{1}{r_5} -$$

questa serie è la somma di due serie

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4} + \frac{1}{r_5} + \frac{1}{r_6} - \frac{1}{r_7} - \frac{1}{r_8} +$$

$$-\frac{1}{r'_1} + \frac{1}{r'_2} + \frac{1}{r'_3} - \frac{1}{r'_4} - \frac{1}{r'_5} + \frac{1}{r'_6} + \frac{1}{r'_7} - \frac{1}{r'_8} -$$

sono, nel campo S, come è chiaro, uniformemente
ıti ; dunque g_1, così definita, è una funzione regolare
alcune osservazioni contenute nel mio precedente
deduce la derivabilità, per termini, della g_1 in tale
l è anche chiaro che è verificata ivi la $\Delta^2 g_1 = 0$.
ò, la g_1 assume un valore coincidente con quello di

o A va sul piano σ_1, e, quando invece A va sul

la funzione $\frac{dg_1}{dn}$, che è come dire $\frac{\partial g_1}{\partial z}$, coincide al-

$\frac{d\frac{1}{r}}{dn}$, ovverosia $\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial z}$. Ciò si vede con osservazioni
me.

do molto facile, cioè scambiando le $r_1, r_2, r_3, \ldots$
$r'_2, r'_3, \ldots$, otteniamo dalla g_1 una funzione g_2,
la g_1, ma tale da ridursi a $\frac{1}{r}$, quando A va sopra σ_2,

e $\frac{dg_2}{dn}$ si riduca a $\frac{d\frac{1}{r}}{dn}$, quando A va sopra σ_1.

ınque, è ϕ una funzione, della quale sia noto il Δ^2
, il valore sopra σ_1, e il $\frac{d\phi}{dn}$ sopra σ_2, e se è ψ una
ella quale sia noto il Δ^2 nel campo, il valore so-
l $\frac{d\psi}{dn}$ sopra σ_1, avremo, per determinare ϕ e ψ nel
di coordinate x_0, y_0, z_0, le seguenti formule

$$=\int\phi\frac{d}{dn}\left(\frac{1}{r}-g_1\right)d\sigma_1+\int\left(g_1-\frac{1}{r}\right)\frac{d\phi}{dn}d\sigma_2-\int\left(\frac{1}{r}-g_1\right)\Delta^2\phi\,dS\,,$$

$$=\int\left(g_2-\frac{1}{r}\right)\frac{d\psi}{dn}d\sigma_1+\int\psi\frac{d}{dn}\left(\frac{1}{r}-g_2\right)d\sigma_2-\int\left(\frac{1}{r}-g_2\right)\Delta^2\psi\,dS\,.$$

ntegrazioni, rispettivamente fatte in $dx\,dy$, o in
ono rispettivamente estese ai piani σ_1 e σ_2, o allo spa-
potrebbero, circa l'infinita estensione di questi

campi, fare alcune osservazioni, analoghe a quelle
fatte nella nota che si stamperà sul Giornale di M

Ora noi supponiamo che della deformazione i
conoscano sopra σ_1 le componenti u, v, N, e sopra
ponenti L, M, w. Il caso inverso si tratta in mod
mente correlativo.

In un altro mio lavoro, recentemente inserito
stesso periodico [1]), è contenuto un modo di ricava
della dilatazione cubica θ sopra σ_1, e di $\frac{d\theta}{dn}$ sopra

Avremo, sopra σ_1,

$$\theta = \frac{1}{\lambda + 2\mu} \left\{ - \mathrm{N} + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\} ,$$

e, sopra σ_2,

$$\frac{d\theta}{dn} = - \frac{1}{\lambda + 2\mu} \left\{ \left(\frac{\partial \mathrm{L}}{\partial x} + \frac{\partial \mathrm{M}}{\partial y} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y} \right.\right.$$

dove λ e μ denotano le costanti statiche del co
isotropo.

Dopo ciò la (1) dà il modo di calcolare $\theta(x_0,$
punto generico A_0. Poi le tre formule

$$\mathrm{L} = - \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad \mathrm{M} = - \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \quad \mathrm{N} = -$$

danno i valori di $\frac{du}{dn}$, $\frac{dv}{dn}$ sopra σ_2, e quello di $\frac{dw}{dn}$ in
di σ_1. I valori di $\Delta^2 u$, $\Delta^2 v$, $\Delta^2 w$ si ricavano da θ pe
zioni indefinite d'equilibrio; e la formula (1) darà u
$v(x_0, y_0, z_0)$, e la (2) darà $w(x_0, y_0, z_0)$.

---

1) Sopra alcuni problemi di equilibrio elastico. Fasc. di Marzo.

L'ARCO ELETTRICO FRA ELETTRODI RAFFREDDATI.

Nota di J. STARK *e* L. CASSUTO [1]).

§ 1. *Introduzione.* — Sulla teoria ionica dell'arco elettrico data da uno di noi [2]) è stato esposto che la condizione necessaria per l'esistenza dell'arco elettrico è la elevata temperatura del catodo. In base a questa teoria, mentre è possibile l'arco elettrico senza che l'anodo abbia una temperatura elevata, non lo è affatto senza una elevata temperatura del catodo.

Prescindendo dall'ufficio che la temperatura ha nel catodo, essa ha pure una grande influenza sulla f. e. m. interna alla superficie degli elettrodi. È stato mostrato (l. c. pag. 691) che la emissione di elettroni negativi agisce sugli elettrodi quale f. e. m. interna; e precisamente sul catodo nel senso di una tensione agli elettrodi, e sull'anodo in senso opposto. Ora, teoricamente, soltanto la base anodica può portarsi dal calore bianco a bassa temperatura, e questo abbassamento deve essere accompagnato da una diminuzione della f. e. m. interna all'anodo.

In terzo luogo la temperatura degli elettrodi influisce sull'arco elettrico in quanto essa fornisce alla colonna luminosa dell'arco il vapore metallico che proviene dagli elettrodi. Come è stato esposto (l. c. pag. 677) in generale tanto l'anodo quanto il catodo a causa della loro temperatura elevata emettono vapori nell'arco elettrico: dalla quantità e dalla natura chimica di questo vapore resta determinata la caduta di tensione nella colonna dell'arco. Quanto più il gas ambiente, nella colonna dell'arco, prevale su quello metallico che pro-

1) Largo sunto della nota pubblicata nella Phys. Zeit. 15 Maggio 1904.

2) J. Stark. Ann. der Phys. 12, pag. 673, 1903.

Indipendentemente J. J. Thompson è stato condotto alla stessa opinione, che cioè nella base catodica vi sia emissione di elettroni negativi (Cfr. Conduction of electricity through gases pag. 424). Recentemente W. Mitkevitsch (Società fisico chimico Russa, Novembre 1903) ha adottato la medesima opinione.

viene dagli elettrodi tanto più la caduta di potenz
l'arco sarà elevata. Il gas ambiente può trovarsi
col vapore metallico o essere presente da solo in una
della colonna luminosa. Una diminuzione della tem
degli elettrodi produce una diminuzione nella eva
degli elettrodi e quindi un aumento della caduta di
nella colonna dell'arco.

Nella presente ricerca ci siamo proposti due pro
primo luogo si trattava di trovare dei metodi che p
sero di raffreddare gli elettrodi dell'arco; in secon
di ricercare se i tre effetti della temperatura degli
sull'arco elettrico si manifestassero realmente. Do
risolta la questione del metodo e analizzato il com
fenomeni, uno studio ulteriore può prefiggersi misu
tative.

Sull'influenza del raffreddamento degli elettrodi
elettrico sulla sua tensione agli elettrodi e sull'inte
corrente esistono già delle ricerche [1]) le quali pe
condotto a risultati contradittori.

§ 2. *Soppressione del riscaldamento e dell' eva
degli elettrodi.* — Seguendo l'esempio del Tommasi [2]
usati come elettrodi dell'arco dei tubi di ottone, fogg
attraversati da una corrente continua di acqua. Co
metodo si può impedire che gli elettrodi su una cons
estensione assumano una temperatura elevata; però
grande intensità della corrente la temperatura della
todica si mantiene sempre tanto elevata che ambedu
trodi emettono vapori metallici. Il gradiente di ten
fra la superficie e l'interno dell'elettrodo deve pe
questo caso, essere assai elevata.

1) Ch. R. Cross e W. E. Shepard. Proc. Amer Acad. 22, 227, 1886.
Lecher. Wiener Bericht. 95, 992, 1887.
Lecher. Wied Ann. 33, 609, 1888.
Arons. Wied. Ann. 58, 81, 1896.
R. Herzfeld. Wied. Ann. 62, 442, 1897.
G. Schulze. Diss. Hannover 1902.
(Cfr. Monasch. Der elektrische Lichtbogen. Berlino 1904, pag. 54).
2) Tommasi. C. R. 93, 716, 1881.

odo che permette di sopprimere il riscaldamento zione di uno degli elettrodi, anche con l' intensità e, consiste nel dare a questo elettrodo una grande orifica e nel farlo ruotare dinanzi all' altro elet- ennto fisso. Questo metodo è stato applicato da noi i diversi. In ambedue i casi l' elettrodo fisso era a un' asticella di carbone, mentre, che l' elettrodo fissato sull' asse di un elettromotore. Questo secondo onsisteva, in un caso, in un cilindro cavo di ottone, e del diametro di cm. 8,2, riempito di ghiaccio e di rotazione verticale. L' elettrodo fisso gli era po- mente di contro (fig. 1) in vicinanza dell' orlo.

ondo caso l' elettrodo mobile era costituito da un carbone di 6 cm. di diametro esterno e di 0,6 cm. ; l' asse di rotazione era orizzontale e l' elettrodo gli era pure posto orizzontalmente di contro.



Fig. 1.



Fig. 2.

edue i casi i risultati furono i seguenti. Mediante ne abbastanza rapida si può sopprimere il riscal- l' evaporazione dell' elettrodo girante; l' arco si ella direzione della rotazione (fig. 1 e 2); l' arco possibile fra un anodo girante e un catodo fisso che una temperatura elevata, mentre che è impossibile do girante e un anodo fisso.

endo l'arco a catodo immobile e poi mettendolo in lentamente, l' incandescenza catodica rimane fissa osizione, ciò che obbliga l' arco a prolungarsi e uando oltrepassa una determinata lunghezza. La rente catodica non può, pertanto, passare da un

punto che si trova a temperatura elevata ad un altro che ha una temperatura più bassa, mentre che questo è possibile per la base anodica. Ma il metodo dell' elettrodo girante non si presta a misure quantitative perchè non permette di determinare esattamente la lunghezza dell' arco.

Un secondo metodo per sopprimere il riscaldamento degli elettrodi consiste nell' usare una debole intensità di corrente (inferiore a 0,5 Ampère) e nel raffreddare uno degli elettrodi mediante una corrente continua di acqua addottavi nell'interno. L'uso di questo metodo richiede però tensioni elevate (superiori a 400 Volta) perchè essendo piccola l' intensità della corrente e per la soppressione artificiale dell' evaporazione di uno degli elettrodi, la porzione di gas ambiente nella colonna dell' arco è maggiore di quella del vapore in essa esistente e quindi (cfr. § 4) la caduta di potenziale è assai grande.

Nelle nostre esperienze abbiamo usata una f. e. m. di 1850 Volta. Come elettrodo superiore serviva un filo di platino ricoperto di ossido di calcio, oppure una verghetta di carbone terminata in punta, l' altro elettrodo era costituito da un tubo di ottone, spesso e raffreddato artificialmente, che portava incassata alla sua estremità superiore una corta asticella di ferro (fig. 4).

I risultati trovati furono i seguenti: Per correnti di piccola intensità l'arco elettrico non è possibile fra un catodo freddo e un anodo riscaldabile, non potendo una scarica a bagliore trasformarsi in arco elettrico. Invece fra un catodo portato al calor bianco e un anodo freddo, l'arco è possibile. In questo caso il solo catodo emette vapori, questi riempiono soltanto un breve tratto della colonna luminosa positiva, mentre il resto di essa mostra la luce azzurro-rossastra dell'aria [1].

Questo metodo delle piccole intensità di corrente permette anche misure quantitative.

§ 3. *Unipolarità dell' arco elettrico fra un metallo e un liquido elettrolitico. — Unipolarità dell' interruttore di Wehnelt.* — Il concetto fondamentale del terzo metodo che

1) Cfr. J. Stark. Phys. Zeit. 5, 83, 1904.

10 usato è il seguente: Per impedire il riscaldamento rodi si può usare come materiale di uno di essi un ttrolitico il quale evapori a bassa temperatura.

ndo questo criterio, abbiamo usata una soluzione a di solfato di zinco (fig. 3) in quantità notevole

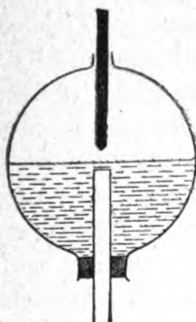


Fig. 3.

un buon raffreddamento. Per ridurre anzitutto il le la resistenza elettrica e per trasportare in secondo ase della corrente sotto l'elettrodo superiore, abnerso verticalmente nella soluzione un tubo di ottone ile) fino a pochi millimetri di distanza dalla super. e. m. usata in questo caso è stata la corrente strata tensione, a 450 Volta.

ltati ottenuti furono i seguenti. Fra un catodo di un anodo di solfato di zinco l'arco elettrico è pos- una soluzione di solfato di zinco come catodo e un allico non è possibile l'esistenza di un arco eletiegando in questo caso una grande f. e. m. (430 o) si ha soltanto una scarica a bagliore che non può in arco elettrico.

questo metodo dell'elettrodo elettrolitico è suscetrattamento quantitativo.

ltati sopra detti contengono la spiegazione dell'uniell' interruttore di Wehnelt. In questo interruttore, oto, un elettrodo è costituito da una corta asticella e l'altro da acido solforico che ne circonda la punta: interruttore deve funzionare l'asticella di platino

deve essere anodo e l' acido catodo. Nel caso in cui l'asticella sia catodo si ottengono ancora delle oscillazioni od interruzioni della corrente, ma queste non sono brusche e regolari e l'esperienza non può durare a lungo a causa della distruzione nell' asticella di platino catodica.

Per correnti della direzione asticella-acido non si può mai produrre un arco elettrico fra l' asticella come anodo e l'acido come catodo; tutt' al più si ha una scarica a bagliore debole e di corta durata dovuta alla f. e. m. elevata dell'extra-corrente: subito dopo la interruzione, per la condensazione del vapore, può manifestarsi di nuovo la chiusura della corrente.

Invece, nella direzione acido-asticella facilmente potrà prodursi un arco elettrico sul catodo metallico che rallenta e rende irregolari le interruzioni e nel caso che duri un po' di tempo può anche fondere la verghetta di platino.

Se nella disposizione da noi usata, a circuito aperto, si porta l' asticella di carbone a contatto della soluzione di solfato di zinco e poi di nuovo la si rialza di poco per modo che per capillarità si riunisca con una goccia di liquido l'asticella e la soluzione, allorquando si chiude il circuito si osservano i fenomeni seguenti: Nel caso che l' asticella sia l' anodo e la soluzione il catodo, appena si lancia la corrente nel circuito la goccia evapora sull' istante e la corrente viene interrotta. Se la verghetta è al catodo e la soluzione è l'anodo, alla chiusura della corrente la goccia evapora ancora immediatamente, ma nello stesso istante si stabilisce l' arco elettrico fra il liquido e la verghetta.

§ 4. *Caduta di potenziale nell' arco pel raffreddamento degli elettrodi.* — Da ciò che è stato precedentemente esposto segue che la temperatura elevata del catodo non può abbassarsi senza che l'arco si spenga, mentre che invece si può diminuire quanto si vuole quella dell' anodo. Ne segue inoltre che un abbassamento della temperatura degli elettrodi può influire non già sulla f. e. m. interna alla superficie del catodo, ma bensì su quella alla superficie anodica. Contemporaneamente si modifica anche la caduta di potenziale nella colonna dell' arco.

ısione V agli elettrodi dell'arco si compone di tre ;ioè della caduta di potenziale c alla superficie catota catodica), della caduta di potenziale a alla superica (caduta anodica), e della caduta di potenziale ına dell'arco la quale è approssimativamente propor-la lunghezza l dell'arco.

ato: $V = c + a + k \cdot l = C + k \cdot l$, dove la costante ıma della caduta di tensione catodica e anodica. odica rappresenta la differenza di potenziale necescompensare la forza elettromotrice interna antagonodo. Una diminuzione di C per l' abbassamento della ra degli elettrodi non implica quindi una altera-:, ma una diminuzione nella caduta di potenziale ano-

bbiamo allora studiato col metodo seguente l'influenza assamento della temperatura degli elettrodi sulla dell'arco. La figura 4 rappresenta la disposizione raffreddamento degli elettrodi.

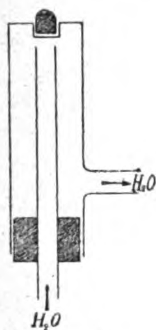


Fig. 4.

di ottone, coassiali, attraversati da una corrente di acqua, avevano rispettivamente i diametri di cm. Il tubo più ampio era chiuso superiormente con un ttone che portava nel centro una cavità cilindrica tro di 5 mm. nella quale potevano introdursi delle i diverse sostanze.

guiva dapprima una serie di misure con gli elettrodi tubi di ottone continuamente raffreddati e poi si

ripeteva la serie con gli elettrodi non raffreddati senza neanche usare i tubi metallici. I risultati ottenuti con elettrodi di carbone non hanno mostrato nei due casi differenze tanto notevoli da permettere conclusioni sicure ; questo era da aspettarsi perchè a causa della cattiva conducibilità termica del carbone era difficile ottenere un buon raffreddamento degli elettrodi. Riportiamo perciò soltanto i risultati delle misure eseguite con elettrodi di rame.

Nelle serie eseguite con elettrodi non raffreddati essi consistevano in verghette cilindriche di rame di cm. 3,4 di lunghezza e dello spessore di 0,55 cm. convenientemente fissate ad asticelle corte e spesse di carbone onde diminuire il raf-

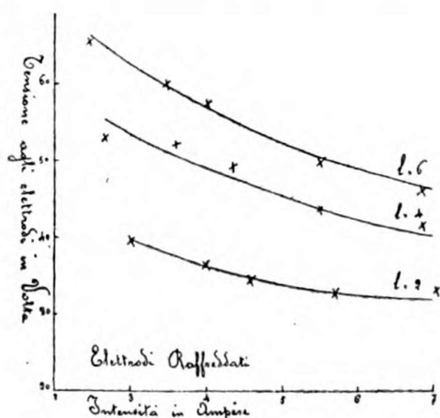


Fig. 5.

freddamento per conduzione. Le figure 5 e 6 riproducono graficamente qualche serie di osservazioni.

Con l'aiuto delle curve costruite in funzione di V ed i si possono costruire, per $i =$ costante, varie curve V, l calcolando per un valore determinato dell' intensità della corrente i valori corrispondenti della tensione agli elettrodi e della loro distanza.

La fig. 7 è stata ottenuta appunto in questo modo: da essa in una prima approssimazione, per la relazione lineare $V = C + k.l$ si deduce ciò che segue. Per gli elettrodi non raffreddati il valore della caduta di potenziale k (differenza

di tensione per 1 cm.) nella colonna dell'arco è minore per gli elettrodi raffreddati.

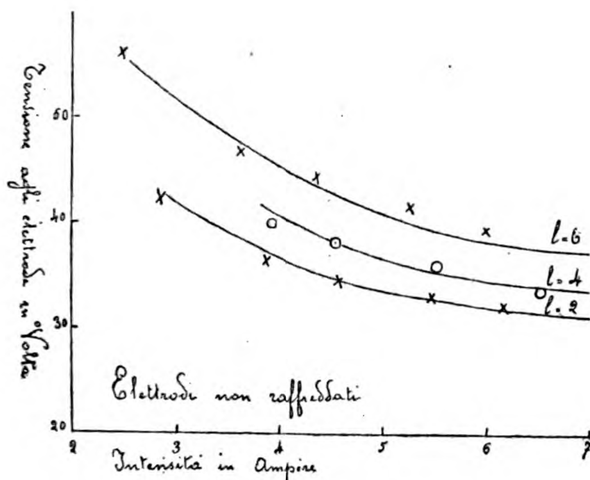


Fig. 6.

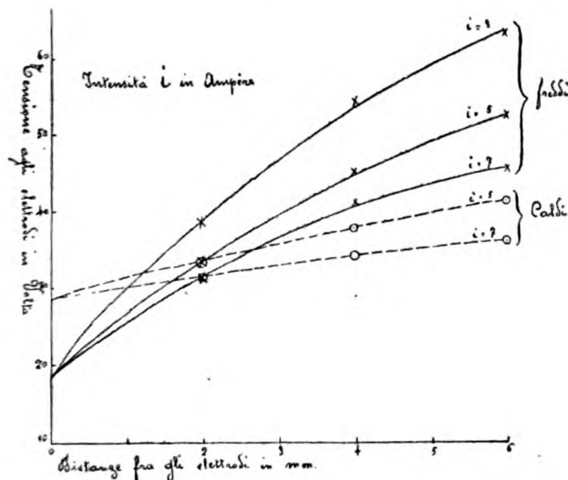


Fig. 7.

Questo si spiega col fatto che il raffreddamento produce una diminuzione della quantità di vapore nella colonna luminosa positiva. Lo stesso fatto spiega perchè l'aumento della

tensione degli elettrodi è così rapido quando l' intensità della corrente, già essendo piccola, diminuisce ancora; infatti, col diminuire dell' intensità della corrente diminuisce la vaporizzazione degli elettrodi e per ciò la caduta di potenziale k nella colonna luminosa aumenta. Questa caduta di tensione è tanto minore quanto maggiore è la intensità della corrente.

La costante C nell' equazione dell'arco $V = C + k.l$ è maggiore per gli elettrodi caldi che per quelli raffreddati, ciò che si spiega col fatto che la caduta anodica a, e con essa la f. e. m. interna all'anodo, diminuisce col diminuire della temperatura dell'anodo.

Una tale diminuzione della costante C per il raffreddamento dell' anodo è stata trovata da Ch. R. Cross e W. E. Shepard (l. c.). Nelle loro condizioni sperimentali, con elettrodi di carbone, C era eguale a 39; aumentando la temperatura dell'anodo C diveniva 46,9 e con l' anodo raffreddato il valore di C diminuiva fino a 5,6 Volta.

§ 5. *Deformazione della superficie degli elettrodi; pressione dovuta all' arco elettrico a corrente continua.* — Producendo l'arco elettrico fra asticelle di carbone raffreddate col metodo indicato al § 4 si diminuisce l' ossidazione a spese dell' ossigeno ambiente o, meglio ancora, se si produce l'arco nell'acido carbonico tanto nella base catodica quanto in quella anodica si forma nel carbone un incavo a forma di cratere.

Infatti, pel raffreddamento, la distillazione dal carbone positivo, abitualmente caldissimo, verso il catodo viene ridotta e per ciò la vaporizzazione nella base di corrente catodica ad alta temperatura può anch' essa manifestarsi benissimo nella formazione di un cratere.

Che nel vuoto la base del fascio luminoso catodico nell' arco elettrico a mercurio produca una piccola cavità nella superficie del mercurio è un fenomeno conosciuto [1]). Questa depressione si spiega col fatto che a causa della temperatura elevata, vi è nella base catodica una intensa evaporazione la

1) J. Stark e M. Reich. Phys. Zeit. 4, 321, 1903.
J. Stark. Phys. Zeit. 4, 440, 1903.

luogo ad un eccesso di pressione su quella del gas
questo eccesso di pressione trasporta appunto il va-
llico della base anodica verso la colonna luminosa.
aso che la intera superficie anodica dell'arco a mer-
vuoto sia base di corrente anodica, allora in tutti i
effetto della vaporizzazione esiste lo stesso eccesso
ne e allora non si manifesta in alcun punto dell'a-
depressione simile a quella della base di corrente
Se però la maggior parte della superficie anodica è
di un ossido non fusibile, e quindi la base anodica
tta a un tratto minimo, allora si manifesta ivi la
ità che alla base catodica a causa dell' eccesso di
nel getto di vapore che ne scaturisce.
nel vuotò, quanto alla pressione atmosferica si pro-
base catodica dell' arco a mercurio questa cavità
così l' esistenza di un eccesso di pressione; questa
nanifesta anche a pressione atmosferica nella base
erchè essa è limitata a priori ad una piccola por-
superficie anodica. Noi abbiamo fatte le osserva-
essione atmosferica usando una superficie di mer-
a di 6 cm. di raggio, la corrente essendo addotta
nte dal basso: l' altro elettrodo era costituito da
a di carbone disposta verticalmente di fronte al
la superficie del mercurio.
opportuno fare qualche osservazione relativamente
one nell' arco a corrente continua, per chiarire le
le osservazioni contradittorie relative a questo

uanto abbiamo detto fin qui e per le considerazioni
mente esposte sullo sviluppo di gas dagli elettrodi
ad alta temperatura esiste un eccesso di pressione
rispetto a quella del gas ambiente, tanto nella base
uanto in quella catodica: a causa di questo eccesso
e una corrente di vapore può riversarsi tanto dal-
anto dal catodo nell' intervallo esistente fra gli

ressione del mercurio che costituisce la base ano-
dica è una prova sperimentale dell' esistenza di

questo eccesso di pressione altrettanto valida quan
di vapore che si manifesta all'anodo e al catodo. S
un piccolo foro nella base anodica, e da questo lu
centrale dell' anodo si conduce un tubo in relazio
manometro sensibile, questo deve mostrare un ecce
sione fin tanto che il foro è circondato dalla base
anodica dell' arco che emette vapori incandescen
bianco.

Infatti Dewar [1]), Child [2]) e Mitkewitsch [3]) ha
constatare in questo modo un eccesso di pressione
anodica. Usando lo stesso metodo manometrico all
dica bisogna distinguere due casi. Se l' intensità del
e quindi la densità della corrente catodica sono
che il foro conducente al manometro si trova circ
vapori incandescenti al bianco emessi dal catodo, il
deve indicare in questo caso un eccesso di pressio
fatti in queste condizioni (catodo in punta) Dewa
sperimentalmente i risultati teorici. Se, in second
base catodica non abbraccia che una parte del bor
allora il getto di vapore che ne scaturisce esercita
zione sul manometro il quale, come Dewar ha os
qualche esperienza, può indicare una diminuzione d

Ci resta infine di fare menzione della deforma
dotta dall' arco elettrico sulla superficie di un ele
trolitico liquido. Nelle nostre esperienze sull' arco
un catodo di carbone ed una soluzione di solfato di
anodo, il vapore acqueo che scaturiva dalla base a
duceva sempre una depressione nella superficie fl
soluzione era catodo allora avvicinando l' anodo, c
un asticella, si manifestava un sollevamento della
dovuta alla f. e. m., anche nel caso che non vi foss
Quando si stabiliva una scarica a bagliore fra il ca
elettrolitico e l' anodo solido si osservava ancora u
nalzamento della base catodica dovuto evidentemen

1) Dewar. Chem. News 45, pag. 37, 1882.
2) Child. Phys. Rev. 10, p. 151, 1900.
3) Mitkewitsch Jour. russ. phys.-chem. Ges. 507, 1903.

a forza elettrica considerevole esistente alla superficie
della scarica a bagliore.

amo il dovere di esprimere la nostra vivissima gra-
l Chiar.mo Prof. Riecke il quale ci ha reso possibile
te ricerca.

L'ARCO ELETTRICO FRA MERCURIO E CARBONE.

Nota del Dott. L. CASSUTO [1]).

corso di esperienze eseguite in unione al Dott. Stark [2])
elettrico fra elettrodi raffreddati, ho avuto occasione
re alcune misure sull'arco elettrico fra mercurio e
di cui espongo qui, brevemente, i risultati.
so entro il quale si produceva l'arco (fig. 1), era un
etro di cm. 5,4 di diametro e di 10,6 cm. di altezza,

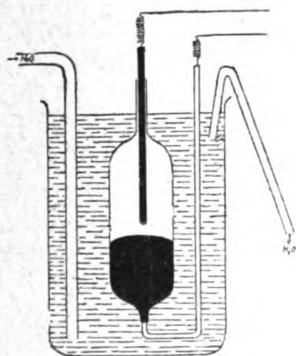


Fig. 1.

e era verticale. Nel fondo era posto uno strato di
entimetro di mercurio che costituiva uno degli elet-
corrente essendo addotta verticalmente dal basso.
ettrodo consisteva in un' asticella di carbone, di 5 mm.

) sunto della nota pubblicata nella Phys. Zeit. 15 Maggio 1904.
. Zeit. 10, pag. 263, 1904.

di spessore, che passava esattamente pel ristringimento della parte superiore del vaso sperimentale.

Tutto quanto l' apparecchio era immerso in un recipiente nel quale circolava continuamente acqua fredda per mantenere a bassa temperatura la massa di mercurio e per condensare i vapori prodotti dall' arco.

Per la direzione di corrente mercurio-carbone, come per quella carbone-mercurio ho eseguite per varie distanze degli elettrodi numerose serie di misure sulla intensità della corrente e sulla tensione agli elettrodi: le fig. 2 e 3 riproducono

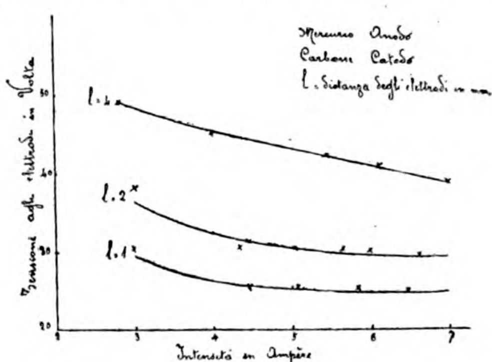


Fig. 2.

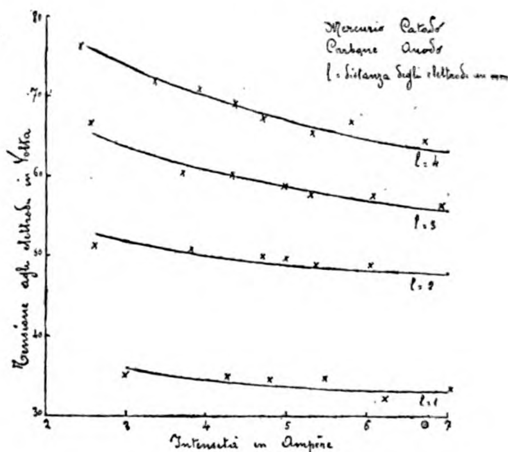


Fig. 3.

graficamente alcune di tali serie. La figura 4 è stata costruita

in base a queste misure deducendone per i singoli valori dell' intensità i valori corrispondenti della tensione agli elettrodi e della loro distanza.

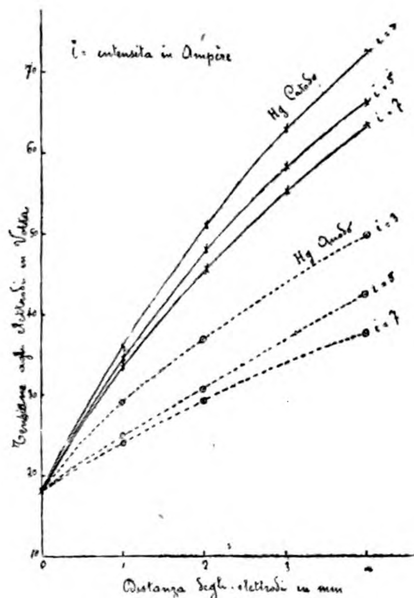


Fig. 4.

Come la fig. 3 permette di riconoscere direttamente, per eguali intensità della corrente e per eguali distanze degli elettrodi, la tensione agli elettrodi è maggiore pel mercurio come catodo e il carbone come anodo che per il mercurio come anodo.

Supponendo poi, in una prima approssimazione [1]), che la tensione agli elettrodi, V, sia funzione lineare della loro distanza l, $V = C + k.l$, e allora sempre dalla figura 4 risulta senz' altro che la costante C, somma della caduta anodica e catodica è pressochè indipendente dalla direzione della corrente. Invece la caduta di potenziale k nella colonna dell'arco è maggiore pel mercuriò come catodo che pel mercurio come anodo.

1) Cfr. l. c pag. 267.

Questa dipendenza della caduta di potenziale nella colonna dell' arco dal segno dell'elettrodo di mercurio si può forse spiegare nel modo seguente. La colonna dell'arco elettrico fra mercurio e carbone mostra sempre indipendentemente dal senso della corrente, quasi in tutta la sua lunghezza, la luce azzurrognola dei vapori di mercurio; ciò è dovuto al fatto che il mercurio, tanto sia l' anodo come il catodo, evapora molto più fortemente che il carbone solido. La colonna dell' arco riceve dunque il suo vapore dall' elettrodo di mercurio indipendentemente dal senso della corrente; ma la vaporizzazione [1]) di un anodo di mercurio è considerevolmente maggiore di quella di un catodo di mercurio e perciò la colonna luminosa dell'arco riceverà più vapore allorquando il mercurio è l'anodo. Essendo poi la caduta di potenziale nell' arco dipendente dalla quantità di vapore che emana dagli elettrodi — e precisamente essa diminuisce col crescere di questo — tale caduta di potenziale dovrà necessariamente essere minore allorquando il mercurio è l'anodo.

J. E. Ives [2]) facendo avvenire la scintilla fra un elettrodo di mercurio e un' asticella metallica (ferro, platino) in un circuito di cui faceva parte una considerevole autoinduzione, determinò la capacità esattamente sufficiente che, posta in parallelo al punto di interruzione, ne riduceva fortemente la scintilla. Da queste esperienze è risultato che la capacità è dipendente dalla direzione della corrente, e precisamente per il mercurio come anodo si richiede una capacità maggiore di quella che occorre per il mercurio come catodo.

Questa asimmetria dell' interruttore a mercurio si potrebbe spiegare dalla suddetta dipendenza della tensione agli elettrodi dal senso della corrente nell' arco elettrico fra il mercurio ed un elettrodo solido. Infatti appena la f. e. m. dell'extra-corrente è nella interruzione maggiore della tensione minima dell'arco, fra il mercurio e l'asticella dell' interruttore si produce un arco elettrico di corta durata il quale richiede per

1) J. Stark e M. Reich. Phys. Zeit. 4, 321, 1903.
2) J. E. Ives. Phys. Rev. 17, 175, 1904.

sità di corrente una tensione agli elettrodi mag-
o il mercurio è il catodo. Inserendo varie capa-
llelo si può ridurre la tensione agli elettrodi
con essa l'intensità della scintilla la quale sarà
te affievolita allorquando il mercurio è il catodo.

LA MAGNETIZZAZIONE DI ALCUNI METALLI ALCALINI,

del Dott. ARCIERO BERNINI [1]).

Faraday poneva il sodio fra i metalli diamagnetici
un piccolo blocco di questo veniva fortemente
una calamita, e metteva pure fra i diamagnetici
basandosi sulla natura diamagnetica di alcuni suoi

che il Lamy [2]), nel voler constatare la relazione
evasi allora fra la magnetizzazione dei corpi ed il
atomico, secondo la quale i più magnetici erano
vevano volume atomico più piccolo, e perciò il
potassio avrebbero dovuto essere più diamagnetici
constatò che questi subivano sì una forte re-
llora si lanciava la corrente in una elettrocala-
i poli della quale erano sospesi, ma poscia veni-
; e quando invece il circuito si apriva subivano,
ornare nella posizione iniziale, una nuova attra-
avvicinava per un momento ancora dippiù alla

trasse in inganno il Faraday fu certamente la
sione, la quale invece il Lamy stesso spiegò come
correnti indotte.

 però si limitò soltanto a constatare l' inesistenza
posta relazione, e ciò in base alla natura magne-
i due corpi, e non ricercò neppure quale dei due
magnetico.

sperimentale eseguito nel Laboratorio di Fisica dell'Università
tto dal Prof. A. Righi.
le Chim. et de Phys., T. 51, p. 305.

Scopo del mio lavoro fu di determinare i valori dei coef ficienti di magnetizzazione di questi due metalli e di estender le ricerche anche al litio, le cui proprietà a questo riguard non sono ancora note.

2). L' apparecchio di cui mi sono servito è simile a quell che i Signori P. Curie e C. Chénevau hanno costruito per l determinazione delle costanti magnetiche dei sali di radio [1]) e che può servire per la determinazione delle costanti ma gnetiche dei corpi debolmente magnetici e diamagnetici.

Il principio sul quale si basa è il seguente. Per mezz d' una bilancia di torsione si misura la forza che si esercit su d' un corpo, allorchè è posto in un campo magnetico no uniforme prodotto da una calamita permanente. La forza massima per due certe posizioni opposte della calamita rispett al corpo, le quali si trovano spostando la calamita; la somm delle deviazioni della bilancia in corrispondenza di quelle du posizioni è proporzionale alla somma dei due massimi di forza che saranno uguali se l' apparecchio è simmetrico.

L' asta della bilancia di alluminio sospesa ad un filo d platino sostiene ad una delle sue estremità un tubo di vetr entro cui si pone la sostanza da studiare, disposto nel pian di simmetria normale all' asse congiungente i poli.

L'altro estremo dell'asta, che porta un contrappeso, s prolunga sin sopra ad un micrometro, col quale si leggono l deviazioni della bilancia coll' aiuto d' un microscopio.

Indicando con D la deviazione massima che si ottien col tubo ed una massa m del corpo che si suol studiare, co D' quella col tubo ed una massa m' di un corpo di paragon e con D'' quella col tubo vuoto; ed inoltre con K e K' i coe ficienti di magnetizzazione specifica del corpo che si studia di quello di confronto, considerando come positivi i valo della deviazione quando si tratta di attrazione e come neg tivi quando si tratta di repulsione, la formula da cui si r cava K è la seguente:

$$\frac{D - D''}{D' - D''} = \frac{K\,m}{K'm'}.$$

1) Journal de Phys., T. 11, 1903.

ndo uguali i volumi del corpo che si studia e di onfronto la formula viene resa più semplice; tutnon è che approssimata, dovendosi tener conto del dell'aria, e gli autori dànno la formula esatta:

$$\frac{K}{K'} = r\left[1 + \frac{x''}{K' - \frac{x''}{d'}}\left(\frac{1}{dr} - \frac{1}{d'}\right)\right]$$

$$r = \frac{D - D''}{D' - D''} \cdot \frac{m'}{m} ; \qquad x' \text{ ed } x''$$

scettibilità in volume del corpo di paragone e del- d le densità del corpo di paragone e del corpo

ndo per x'' il valore trovato da Curie [1]) e cioè a 20° C.; e come corpo di paragone l'acqua, per si può prendere uguale a $-0{,}79.10^{-6}$, la formula r un corpo debolmente magnetico:

$$\frac{K}{K'} = -r\left[1 + 0{,}039\left(\frac{1}{rd} + 1\right)\right]$$

corpo diamagnetico:

$$\frac{K}{K'} = r\left[1 - 0{,}039\left(\frac{1}{rd} - 1\right)\right].$$

tenni però opportuno apportare all' apparecchio dei rie e Chénevau qualche leggera modificazione.

descrizione fattane si comprende come si ottenati esatti soltanto per deviazioni che non oltrepaserta ampiezza; e non potendo pertanto stabilire a fosse per lo studio dei miei metalli l' intensità la più conveniente, invece d' una calamita feci elettrocalamita. Dopo le prime esperienze giudicai sità di campo più conveniente era quella che si ndo il filo della elettrocalamita era percorso da una

de Chim. et de Phys. 1895.

corrente di quattro Amperes; sicchè in seguito
una corrente con tale intensità.

Inoltre alla sospensione con filo di platino
sospensione bifilare di seta, sufficiente data la le
l' equipaggio e più adatta pel ritorno alla posizio

Infine, onde meglio apprezzare anche le più
viazioni, invece del micrometro e del microsco
cannocchiale, in cui osservavo lo spostamento
riflessa da uno specchietto attaccato all'asticella
Mediante poi un congegno potevo, stando sempr
chiale, spostare avanti od indietro la elettrocala
vare le posizioni del massimo effetto.

Cercai di rendere il più che mi fu possibil
correzione dovuta alla deviazione del tubo solo
di piccolo coefficiente di magnetizz
struendo i tubi con parete sottilis
loro la forma che appare dalla figura
che ritenni la più adatta, per evita
coltà, che altrimenti i miei metalli a
sentato. M rappresenta una mollett
nio, per mezzo dellaquale il tubo v
mente fissato all'asta della bilancia



Per introdurre il metallo nei t
nel modo seguente. Fuso il metallo
di vasellina immergevo nella massa
punta A, mentre da essa usciva un
geno. Aspirando poscia per B, il m
splendente fino ad una certa altezza
allargata, ed allora, levato il tubo
per la capillarità della punta sia
zione e la solidificazione che ivi
nivano, restava impedita l'uscita del metallo,
bile con piccoli urti evitare in modo soddisfacen
zione dei vuoti, che altrimenti si sarebbero prod
della solidificazione.

Per il litio era però necessario, che la pare
tubo fosse rivestita d' uno strato d' olio, il qu
sottilissimo era sempre sufficiente per impedire

lo fuso esercita sul vetro; azione che ebbi a con-
che in altra occasione, e che è così energica da
la rottura del vetro. E nelle identiche condizioni
perienze coll'acqua e col tubo vuoto; sicchè l'errore
derivato dalle differenze nella quantità d'olio costi-
strato aderente al vetro nei diversi casi non può
e da pregiudicare menomamente i risultati.
elle seguenti tabelle espongo i valori di K ottenuti
metalli, che ebbi puri dalla casa Merck di Darmstat.

TABELLA I. — *Sodio.*

Tubo	K
1	$0,543.10^{-6}$
2	$0,616.10^{-6}$
3	$0,564.10^{-6}$
4	$0,572.10^{-6}$
5	$0,524.10^{-6}$

TABELLA II. — *Potassio.*

Tubo	K
1	$0,613.10^{-6}$
2	$0,683.10^{-6}$
3	$0,600.10^{-6}$
4	$0,632.10^{-6}$

TABELLA III. — *Litio.*

Tubo	K
1	$0,380.10^{-5}$
2	$0,372.10^{-5}$
3	$0,399.10^{-5}$

oncordanze che si notano fra tubo e tubo sono do-
bbiamente alla grande difficoltà che si incontra nel
re i tubi stessi alla bilancia, in modo che la loro

posizione sia sempre l' identica per ciascuna esperienza; e probabilmente anche alla minore o maggior formazione dei moti prodotti dalla contrazione nel raffreddamento; tuttavia si possono ritenere esatte le medie, che espongo nella seguente tabella IV.

TABELLA IV.

	K
Sodio. . .	$0,5438.10^{-6}$
Potassio. .	$0,632 .10^{-6}$
Litio	$0,3836.10^{-5}$

5). Ogni qualvolta, stabilendo o togliendo la corrente della elettrocalamita, constatavo i fenomeni dovuti alla induzione, notavo come la repulsione all' atto della chiusura del circuito fosse sempre minore dell' attrazione in seguito all'apertura. Tale fatto si spiega evidentemente coll' essere maggiore l' effetto dovuto all' extracorrente di apertura di quello dovuto invece all' extracorrente di chiusura; ed indubbiamente anche col fatto che tosto aperto il circuito la massà metallica, dopo l' impulso provocato dall' induzione, non è più sotto l' azione del campo; ed è quindi più libera di quello che non sia quando esiste il campo, il quale tende ad ammorzare il movimento.

Confrontando gli effetti dovuti alle correnti indotte sopra uguali volumi di sodio e di potassio non trovai differenza notevole, e ciò è in accordo con quanto potevasi arguire tenendo conto delle loro conducibilità elettriche e dei loro pesi specifici.

Pel litio invece ebbi un risultato assai diverso dalle previsioni. Infatti la conducibilità elettrica di questo metallo determinata dal Matthiessen ha si può dire lo stesso valore di quello del potassio [1]); dippiù la sua densità è la più piccola fra quelle di tutti i metalli.

1) Matthiessen. Pogg. Ann. Bd. 103, p. 428, 1858. Cond. potassio 20,84 - Cond. litio 19,00 riferite all' argento prese come 100.

Si poteva dunque supporre che si sarebbero constatati i fenomeni dovuti all' induzione in modo assai più marcato che non col sodio e col potassio; invece questi si verificarono assai più debolmente, anzi in modo appena sensibile. Questo fatto fa nascere il sospetto che la resistenza specifica del litio sia maggiore assai di quanto si suppone, ciò che sarebbe interessante verificare.

Il mio apparecchio non mi permetteva di studiare a fondo l'influenza della temperatura sulla magnetizzazione. Tuttavia, sottoponendo all' esperienza i miei tubi tosto levati da un bagno ad una temperatura circa due o tre volte quelli di fusione dei metalli, potei notare, specie pel sodio, un leggerissimo aumento nella deviazione dovuta al raffreddamento, mentre non mi accorsi mai che ciò avvenisse in modo sensibile quando i tubi erano vuoti.

Constatai inoltre, nonostante le inevitabili oscillazioni della bilancia dovute a cause esterne, che questo aumento di deviazione avveniva col raffreddamento in modo graduale, si chè credo potere affermare che non avvenga nessuna brusca variazione durante il cambiamento di stato, come si verifica invece per esempio nel caso del bismuto [1]).

6) Le conclusioni a cui sono giunto sono dunque le seguenti:

1° Il sodio, il potassio ed il litio sono metalli debolmente magnetici.

2° I loro coefficienti di magnetizzazione sono rispettivamente uguali a

$$0,5438 \,.\, 10^{-6}$$
$$0,632 \,.\, 10^{-6}$$
$$0,3836 \,.\, 10^{-6}$$

3° Questi coefficienti diminuiscono colla temperatura e non subiscono brusche variazioni al cambiamento di stato.

14 Luglio 1904.

---

1) Curie. Ann. de Chim. et de Phys. 1895.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVII, Novembre, 1903.

BLONDLOT R. *Nuove azioni prodotte dai raggi* n; *generalizzazione dei fenomeni osservati* (pp. 684-686). — Continuando le esperienze sui raggi *n*, l'A. ha trovato che essi aumentano la luce diffusa da una striscia di carta debolmente rischiarata, e rinforzano la immagine di un oggetto riflesso da un cilindro di acciaio o da uno specchio di bronzo.

Questo secondo effetto è stato dall'A. constatato anche facendo riflettere la luce su una faccia liscia tagliata in un blocco di quarzo, e in questo caso ha rilevato che l'azione dei raggi *n* sulla luce riflessa era nulla, o inapprezzabile, quando essi cadevano normalmente sulla faccia stessa.

Nessun'azione invece è stata osservata sulla luce rifratta.

L'A. infine, dopo avere notato come l'attitudine a osservare i fenomeni indicati varii molto da osservatore a osservatore, data la loro piccolezza e delicatezza, rileva che si può al becco Auer sostituire la lampada Nernst, senza vetro, che dà raggi *n* più intensi. Con una di tali lampade da 200 watts, i fenomeni, a detta dell'A., sono così rilevanti, da essere facilmente percepiti da tutti.

BLONDLOT R. *Sull'immagazzinamento dei raggi* n *per parte di alcuni corpi* (pp. 729-731). — In questa Nota l'A. riporta che il quarzo, lo spato d'Islanda, lo spato fluore, la baritina, il vetro, l'oro, il piombo, l'argento, il platino, il solfuro di calcio ecc. ecc., dopo essere stati sottoposti all'azione dei raggi *n*, diventano alla loro volta sedi di un'emissione secondaria di que' raggi, che si aggiunge ai raggi *n* emanati direttamente dalla sorgente.

A questo riguardo rileva pure che la proprietà di emettere raggi secondarii non penetra che lentamente in una massa metallica: così che se si tratta di una lamina di piombo spessa 2 mm., stata esposta ai raggi *n* soltanto per pochi minuti, la sola faccia esposta è diventata attiva: perchè la faccia opposta diventi pure attiva occorre un'esposizione di più ore ai raggi *n*.

Non sembra, secondo i risultati dell'A., che tale proprietà sia goduta anche dall'alluminio, dal legno, dalla carta asciutta o bagnata e dalla paraffina.

L'A. in fine comunica di avere constatato la proprietà di emettere raggi *n* anche in alcuni ciottoli e in alcuni frammenti di pietra calcarea raccolti in un cortile verso le ore 16, dopo che erano stati esposti al sole. L'attività di questi corpi, che dovevano essere bene asciutti, persisteva, secondo l'A. anche dopo 4 giorni.

L'A. si riserba di mostrare il carattere tutto speciale che presentano questi fenomeni rispetto a quelli della fosforescenza, ai quali devono naturalmente essere ravvicinati.

Bouty E. *Coesione dielettrica dei gas a bassa temperatura* (pp. 741-742). — Da nuove misure eseguite per l'aria, per l'idrogeno e per l'acido carbonico, e tenuto conto di quelle già pubblicate precedentemente, l'A. è condotto a concludere che la coesione dielettrica di un gas a volume costante non varia di $^1|_{100}$ del suo valore tra -100^0 e $+200^0$, cioè nei limiti fra i quali la pressione varia nel rapporto 2,7.

Osservando infine che nella teoria degli ioni, si ammette che la scarica disruttiva si produce quando gli ioni positivi acquistano nel campo una velocità sufficiente per ionizzare le molecole neutre, e che a volume costante il cammino medio degli ioni e la velocità acquistata, in un tragitto uguale a questo cammino medio, sotto l'azione di un campo costante, sono invariabili, l'A. rileva che dalle sue esperienze può dedursi che la forza viva minima che deve possedere un ione, perchè possa ionizzare una molecola, è indipendente dalla temperatura.

Fabry C. *Su una soluzione pratica del problema della fotometria eterocroma* (pp. 743-745). — La soluzione proposta dall'A. consiste nell'interporre davanti a una luce campione (come p. es. una Carcel) due mezzi assorbenti, tali che col variare del loro spessore diano luogo a colorazioni identiche a quelle delle sorgenti di luce usate.

Come mezzi assorbenti l'A. consiglia due liquidi, le cui composizioni sono le seguenti:

A	Solfato di rame cristallizzato	1 g.
	Ammoniaca a 22^0	100 cm^3
	Acqua. Quantità sufficiente per fare. .	1 l.
B	Iodio	1 g.
	Ioduro di potassio	3 g.
	Acqua. Quantità sufficiente per fare. .	1 l.

Per confrontare una sorgente L con un campione E, l'A. indica il metodo seguente. Si prende una luce di confronto H, una lampada Carcel p. es. o qualche altra luce di tinta analoga, di

cui non importa conoscere il valore assoluto, ma che invariabile durante la misura. Essa va piazzata da fotometro, coi suoi vasi assorbenti. Dall'altro lato sorgente L da misurarsi, mettendo nei vasi dei liqu tinte siano uguagliate, poi si stabilisce l'uguaglianza ramento.

Si ripetono le stesse operazioni rimpiazzando la misurarsi col campione, riempiendo gli stessi vasi con nuovi liquidi, (acqua pura se E è un campione Un calcolo molto semplice dà il rapporto cercato.

TOMMASINA T. *Sulla scintillazione del solfuro di rescente, in presenza del radio, rivivificata per mezzo elettriche* (pp. 745-747). — In questa Nota l'A. ripor esperienze, dalle quali si rileva che la scintillazione a solfuro di zinco si può rivivificare, dopo che l'ha mediante semplici scariche ottenute per strofinio da vetro o di resina.

L'A. osserva che ciò può attribuirsi sia all'azio meccanica dovuta alle attrazioni e repulsioni dei cor le quali agendo sui frammenti più mobili dei solfur mettendo in luce nuove faccette ancora intatte; sia a zione che i cristalli ricevono e alle piccole scariche tano e che producono il rinnovellamento parziale e i clivaggi.

Altre osservazioni al microscopio avendo mostra che i punti neri corrispondono a cavità o interruzio profonde dello stato cristallino, e che la messa a pu vedere tutta la scintillazione è quella che permett netta degli assi più prominenti dei cristalli dello str l'A. conclude che l'azione è limitata alla superficie dicare l'origine elettrostatica del fenomeno lumin consisterebbe in una produzione irregolare di piccol dove si producono le modificazioni dei clivaggi.

CLAUDE G. *Sulla estrazione dell'ossigeno per m quefazione parziale dell'aria con ritorno indietro* (pp Nella sua precedente Nota l'A. ha mostrato che, con quanto si affermava, l'aria atmosferica quando si liq sivamente abbandona in primo luogo porzioni liquid in ossigeno.

L'A. osserva che questo risultato è affatto conf rie di Gibbs, di Van der Vaals e di Duhem sulla delle fasi liquide e gassose nei miscugli fluidi.

In questa Nota l'A. mostra come, grazie a un artifizio molto semplice, sia possibile, profittando di questa proprietà, ottenere *direttamente* senza evaporazione preliminare, un liquido molto ossigenato contenente la *quasi totalità* dell'ossigeno messo in circolazione.

L'artifizio in parola consiste essenzialmente nel fare in modo che, a misura della loro liquefazione progressiva, le porzioni liquefatte dell'aria siano costrette a circolare *in senso inverso* e a *contatto* della corrente gassosa a spese della quale si formano. In questo ritorno indietro del liquido, due effetti si sovrappongono per tendere alla disossigenazione rapida e completa del residuo gassoso. Da una parte, la fase liquida prodotta in ciascun punto dell'apparecchio di condensazione essendo sottratta, pel suo ritorno indietro, al contatto del residuo gassoso che l'ha formata, esso può, nell'istante seguente, dare luogo a una fase liquida meno ossigenata, e così di seguito a misura della progressione di questo residuo.

D'altra parte, la fase liquida prodotta in ciascun punto incontra, nel suo ritorno indietro, fasi gassose meno esaurite di quella che l'ha originata, e che, per conseguenza, non sono in equilibrio di composizione con essa: donde uno scambio parziale da una parte dell'azoto, più volatile, del liquido contro una parte dell'ossigeno, più condensabile, del residuo gassoso.

L'apparecchio adoperato dall'A. nelle sue prove di laboratorio si compone semplicemente di un fascio verticale di sette tubi di rame della lunghezza di 2 m. e del diametro interno di 13 mm., piazzato in un recipiente metallico isolato calorificamente e riempito d'aria liquida, in modo da bagnare sui $^2|_3$ della loro altezza i tubi del fascio. In alto e in basso i tubi terminano a dei collettori in forma di campana.

Si fa arrivare nel fascio, dal collettore in basso, l'aria da separare, presa da una riserva d'aria compressa sotto 2 atm. effettive, e preventivamente raffreddate a — 160 per il suo passaggio in un serpentino immerso nell'aria liquida. L'aria sale nel fascio liquefacendosi parzialmente e vaporizzando una quantità del liquido esterno, sensibilmente uguale al liquido formato internamente: questo ritorna verso il basso dell'apparecchio scolando lungo i tubi, ed è ricevuto nel collettore inferiore, dove può essere raccolto e analizzato. Il residuo gassoso sfugge da un robinetto fissato nel collettore superiore del fascio, robinetto la cui otturazione più o meno grande permette di far variare tra 0 e 2 atm. la pressione interna indicata da un manometro.

L'A. quindi riporta i risultati ottenuti in tal modo, rilevando che quanto è più debole la pressione di liquefazione, tanto minore

è la rapidità della condensazione, ma maggiore la ricchezza del liquido ottenuto: anzi la compressione di $0^{ohm},7$ soltanto è sufficiente per ottenere la separazione integrale di tutto l'ossigeno dell'aria trattata, mediante la liquefazione di circa un *terzo*. Riservandosi quindi di tornare sulle conseguenze economiche di grandissima importanza che trae con sè questo risultato, l'A. intanto annunzia di avere realizzato un apparecchio basato sui principi esposti, che fornisce regolarmente da 30 m^3 a 40 m^3 all'ora di ossigeno a 92 per 100 o da 100 m^3 a 120 m^3 di aria sopraossigenata a 55 o 57 per 100.

Brillouin M. ***Misura di piccolissimi angoli di rotazione*** (pp. 786-787).

Camichel C. ***Sulla determinazione dei massimi e minimi di trasparenza*** (pp. 788-789). — Nelle loro ricerche sugli indofenoli, l'A. e il Sig. Bayrac, hanno mostrato l'utilità della determinazione dei massimi e dei minimi di trasparenza, per caratterizzare i corpi che presentano nei loro spettri di assorbimento bande brillanti o oscure, sovente tanto larghe quanto l'intiero spettro luminoso.

Questa determinazione può farsi direttamente con uno spettrofotometro qualsiasi, purchè l'uguaglianza di due spettri confrontati abbia luogo contemporaneamente per tutte le radiazioni, il che esige che il rapporto secondo il quale la luce di uno dei fasci è indebolita sia indipendente dalla lunghezza di onda.

Il metodo sperimentale indicato dall'A. è il seguente:

Siano 1 e 2 i due spettri che si confrontano; la intensità dello spettro 1 può essere attenuata in un rapporto noto. Si verifica dapprima se i due spettri presentano in tutta la loro estensione la stessa intensità. Si interpone quindi la sostanza assorbente sul tragitto del fascio che dà lo spettro 2. Si determinano le lunghezze di onda λ_1 e λ'_1 delle radiazioni che hanno la stessa intensità nello spettro di assorbimento 2 e nello spettro di confronto 1: si nota il rapporto k_1, secondo cui è indebolita la luce che forma lo spettro 1. Si ripetono le stesse determinazioni, prendendo un rapporto $k_2 < k_1$, se si cerca un minimo di trasparenza. Le lunghezze di onda delle radiazioni che hanno la stessa intensità nei due spettri siano allora, λ_2 e λ'_2.

Si costruisce la curva (λk) dei coefficienti di trasmissione in funzione delle lunghezze di onda, e la curva $\left(\frac{\lambda + \lambda_1}{2}, k\right)$, diametro coniugato delle corde parallele all'asse delle λ. Queste due curve si tagliano molto nettamente: la loro intersezione dà la lunghezza di onda corrispondente al minimo di trasparenza.

parecchio impiegato dall'A. in queste determinazioni non e lo spettrofotometro Gouy nel quale i due nicols sono i da un disco rotante che presenta settori pieni e set-

DLOT R. *Sul rinforzo che prova l' azione esercitata sul-a un fascio di luce, quando questo fascio è accompagnato* n (pp. 831-833). — Secondo l'A. un fascio di raggi *n* pra l'occhio di un osservatore, lo rende capace di ve-torni di un oggetto debolmente rischiarato, che prima va.

cando la causa della penetrabilità dei raggi *n* nell'oc-i umori contengono il 98,6 per 100 di acqua, l'A. ha che si deve alle piccole quantità di sale disciolte in ori. In generale ha trovato che l'acqua salata è traspa-i raggi *n*, e li immagazzina. Così che il fenomeno so-to viene spiegato dall'A. coll'ammettere che l'occhio vatore si comporti come un accumulatore di raggi *n*, e raggi accumulati nei mezzi dell'occhio vengano ad a retina insieme ai raggi luminosi.

r C. *Sulla misura dell' effetto delle onde elettriche a di-mezzo del bolometro* (pp. 846-848). — Col dispositivo tto in una Nota [1]) precedente, l'A. ha continuato i suoi effetto delle onde elettriche a distanza, impiegando latore di esse il bolometro.

ltati a cui è pervenuto sono che:

In generale, l'effetto ottenuto sul bolometro è molto più olla emissione per montaggio indiretto che colla emis-montaggio diretto (cioè coll'antenna e la terra diretta-legate alle sfere dell'eccitatore).

I fenomeni di risonanza sono messi in evidenza nel modo nella recezione sul bolometro, sopratutto operando con indirette, e quindi debolmente smorzate.

La risonanza nel caso di antenne disuguali è meno mar-nel caso di antenne identiche, e il massimo è tanto meno quanto maggiore è la differenza tra i periodi propri nne.

e nel caso delle oscillazioni fortemente smorzate nel si-etto, si può mettere in evidenza la risuonanza per mezzo etro e osservare un massimo netto, per l'uguaglianza nne.

. 9 Febbraio 1903.

L'A. conclude che questi risultati, che mostrano la grande sensibilità del bolometro come rivelatore di onde elettriche, indicano chiaramente che la principale delle condizioni da soddisfare per la realizzazione di un accordo elettrico attó a condurre alla soluzione della *sintoma* consiste nella scelta di un rivelatore adatto, che non può essere il cohereur, che sembra sopratutto sensibile all' urto della fronte dell' onda.

FERY C. *Sulla temperatura delle fiamme* (pp. 909-912). — Dopo avere rilevato le varie cause di errore che si hanno quando si valuta la temperatura delle fiamme coi metodi ordinari, l'A. indica il metodo da lui seguito a questo scopo, e che consiste nel produrre il *rovesciamento di una riga metallica* per mezzo di raggi emessi da un corpo solido portato a temperatura conveniente. Nel momento in cui la riga, passando dal chiaro allo scuro, sparisce, si ammette che la temperatura del solido sia uguale a quella della fiamma.

Il corpo solido scelto dall'A. è stato un filamento di lampada a incandescenza; i raggi emessi da questa lampada attraversavano la fiamma studiata contenente vapore di sodio. Mercè una lente otteneva sulla fenditura di uno spettroscopio l' immagine del filamento, di guisa che lo spettro continuo dato dal carbone era attraversato dalla riga D, che era possibile fare sparire con tutte le fiamme studiate.

I risultati ottenuti dall'A. per fiamme diverse sono:

Bunsen	Piena ammissione di aria	1871°
	Mezza »	1812
	Senz' aria	1712
Bruciatore ad acetilene		2548
Alcool salato fiamma libera		1705
Vapore di alcool che brucia in un Bunsen (lampada Denayrouse senza manicotto)		1862
Stessa lampada (alcool carburato 50 per 100 di benzina)		2053
Idrogeno che brucia liberamente all' aria		1900
Cannello feruminatorio (gaz di illuminazione e ossigeno)		2200
» (H^2 e O)		2420

La misura della temperatura del filo della lampada era fatta per mezzo del pirometro ad assorbimento, che già era servito all'A. nelle sue misure sulla temperatura del cratere dell' arco elettrico.

L'A., rileva infine che questo metodo trae con sè l' adozione delle due ipotesi seguenti: 1° Che le fiamme non sono luminescenti, perchè se così non fosse i valori ottenuti sarebbero troppo

⁰ Che il potere emissivo delle fiamme per la lunghezza
lelle righe metalliche emesse è uguale all' unità: se
menti la temperatura misurata sarebbe troppo bassa.

REUZE (DE). *Su fenomeni particolari presentati dagli* *ıercurio* (pp. 912-913). — Studiando l'arco tra elettrodi io in tubi a U collegati a una pompa di Sprengel, quando ne nel tubo è compresa tra 4 e 2 mm. di mercurio, l'A. ato il fenomeno seguente.

principio del funzionamento, l'anodo presenta una re- ù o meno grande uniformemente luminosa. Quindi si i piccole stellette brillantissime che formano figure geo- e regolari: sovente queste stelle sono in numero di sei occupando i vertici e il centro di un pentagono o di un perfettamente regolare: altre volte esse sono in gran piccolissime e mobilissime, disposte regolarmente su renze concentriche. Generalmente i diversi aspetti si al- appariscono e spariscono con una grande rapidità.

nisura che l' elettrodo si scalda, le stelle aumentano di a e prendono la forma di perle sferiche luminose ada- l mercurio: in seguito si raggruppano e si saldano, for- ın disco luminoso centrale e uno o più anelli luminosi ici separati da anelli oscuri. Infine gli anelli oscuri no e l'anodo presenta il suo aspetto abituale, cioè una uniformemente luminosa ».

attribuisce questo fenomeno alla probabile esistenza, alla del mercurio, di una specie di membrana superficiale ıo permeabile alla corrente, il cui stato vibratorio deter- la forma regolare delle figure osservate.

ha constatato inoltre che mentre si ammette general- i tubi a vuoto, a uno o due elettrodi di mercurio, esi- l'adescamento una differenza di potenziale di alcune mi- volts, sottoponendo questi tubi a una differenza di po- i 550 volts, si osservano fenomeni di adescamento spon- le seguenti condizioni:

Tubi ad anodo in ferro e catodo in mercurio. — Per interne comprese tra mm. 0,6 e mm. 0,15, si produce luce violetta al disopra del catodo, e una debole luce attorno all' anodo. La corrente che passa è da 0,01 a ère. Quasi sempre alla fine di alcuni minuti, l'arco nor- ca spontaneamente.

ressioni inferiori a mm. 0,15 fino a mm. 0,006 si riproduce fenomeno preliminare, alla condizione che il tubo sia un

po' caldo, ma l'arco raramente scocca spontaneo: basta del resto una piccola scossa per produrlo.

2° *Tubi ad anodo e catodo in mercurio.* — L'andamento spontaneo si produce più raramente che nei tubi precedenti, e non si produce mai se gli elettrodi non sono stati preventivamente riscaldati dal passaggio della corrente, e se la pressione non è compresa tra mm. 0,6 e mm. 0,15. Anche in questo caso basta una scossa per produrre l'arco.

In generale l'A. rileva che tutte le volte che un tubo offre difficoltà all'adescamento, si può, agitando la superficie del mercurio, diminuire notevolmente questa difficoltà, e ritiene che l'influenza di queste scosse sia ugualmente spiegabile colla presenza di una membrana superficiale che si opponga, sopratutto a freddo, al passaggio della corrente.

Maurain C. *Sulla soppressione della isteresi magnetica per l'azione di un campo magnetico oscillante* (pp. 914-916). — Le esperienze del Marconi e del Tissot sul *detector* hanno richiamato l'attenzione sull'azione di un campo magnetico rapidamente variabile sulla calamitazione prodotta nelle condizioni ordinarie. Mentre Marconi attribuisce quest'azione alla soppressione del ritardo relativamente al tempo, il Tissot pensa che sia modificata l'isteresi ordinaria in relazione al campo.

L'A. ha eseguite su questo riguardo esperienze quantitative, dalle quali conclude che è veramente in relazione al campo che l'isteresi è modificata: che essa è anche soppressa completamente, e che sottoponendo un nucleo di ferro o d'acciaio a un ciclo di campo magnetico nello stesso tempo che all'azione continua di un campo oscillante di uguale direzione, si ottiene, in luogo della nota curva di calamitazione a due branche, una curva unica. Basta per questo che il nucleo sia assai sottile perchè il campo oscillante penetri, con una intensità sufficiente, fino nella parte centrale. P. Bacchi.

Philosophical Magazine. S. VI, Vol. 7, 1904.

Barkla C. G. *Energia della radiazione secondaria di Röntgen* (pp. 543-560). — Continuando i suoi precedenti studi su questo soggetto (*N. Cim.* (5), 5, p. 442), l'A. è giunto ai resultati seguenti:

La radiazione secondaria X ha un carattere che differisce pochissimo da quella primaria che la produce. L'energia della radiazione secondaria di un gas attraversato da un fascio di data

è indipendente dal carattere della radiazione primaria.
roporzionale alla quantità di materia attraversata dal fa-
ario. Anche la radiazione secondaria dei metalli, quan-
bia diverso potere penetrante, è della stessa natura
azione X primaria.

s S. C. *L'effetto Thomson nelle leghe di stagno e bismuto*
578). — Fu usato in queste esperienze il metodo di Haga,
ste nel trovare il calore specifico dell'elettricità — ossia
ente σ della relazione $d\,Q = C\,\sigma\,d\,\vartheta$ del Thomson —
ndo la variazione di temperatura che l'inversione della
letermina in un punto della sbarra, le cui estremità son
a temperature diverse, con l'aumento di temperatura
desimo punto si produce nella sbarra mantenuta per tutta
zza a temperatura costante.
trova che l'aggiunta di una lieve quantità di stagno al
sercita un'azione grandissima sul valore di σ, che per
stagno è circa 12 volte maggiore che pel bismuto puro.
o di σ è raggiunto col 3 % di stagno, e per quantità
diminuisce assai rapidamente, finchè per lo stagno puro
di σ diviene circa $^1/_{300}$ di quello del bismuto.
e traccie di altre sostanze alterano notevolmente il va-

lta poi che σ non può ritenersi, per le leghe, proporzio-
temperatura assoluta; come aveva trovato del resto anche
quale pel platino osservò che l'effetto Thomson si an-
0° C.

IOR J. *Sull'intensità della radiazione naturale dei corpi
sulla sua reazione meccanica* (pp. 578-586). — La pres-
nta ad una radiazione, che fu da prima posta in equa-
Maxwell, fu fatta assai meglio conoscere quando Boltz-
uendo un'idea del Bartoli, mostrò l'intima relazione che
on la temperatura del corpo radiante.
a recente memoria il Poynting (*Phil. Trans.* 1903) ha
nportanti resultati, relativamente alla dinamica cosmica,
ritardatrice dovuta alla pressione che la radiazione stessa
ılla faccia posteriore del corpo radiante quando esso è
nto. Oggetto principale di questa nota è di trattare con
diretti questo aspetto della pressione di radiazione e
nare perciò l'espressione che per la reazione meccanica
a superficie radiante in moto è stata dedotta da Poyn-

ting da considerazioni generali, naturalmente alquanto incerte, relative al flusso di energia.

FLEMING J. A. *Sulla misura di piccole induttanze e capacità, e su un campione di piccola induttanza* (pp. 586-595). — L'A. adopra il metodo di Anderson (*N. Cim.* (3), 32, p. 187) leggermente modificato, collocando un telefono e una resistenza variabile r in una diagonale, e un interruttore elettromagnetico nell'altra diagonale, che contiene anche la pila.

Il solenoide di cui si vuol misurare l'autoinduzione L si pone in un lato del ponte, e, sostituendo un galvanometro al telefono, se ne misura da prima la resistenza R. Ciò fatto, si pone un condensatore di capacità C fra l'estremità della resistenza variabile r e il vertice cui fanno capo i lati Q ed S del ponte, e facendo funzionare l'interruttore elettromagnetico si aggiusta r in modo da avere il silenzio al telefono. Allora si ha

$$L = C\{r(R+S)+RQ\}.$$

Con questo metodo si può avere l'esattezza dell'1 °|₀ quando L è di pochi millihenry, e del 5 °|₀ se è di qualche microhenry.

Per un solenoide cilindrico ad un solo strato, assai lungo da poter trascurare l'influenza delle basi, se D è il diametro medio dell'asse di una spira, l la lunghezza ed N il numero delle spire del solenoide, poichè la forza magnetica al centro è $\frac{4\pi N}{l}$, il flusso totale sarà $\frac{4\pi N}{l} \times \frac{\pi D}{4} N$ onde sarà

$$L = \pi^2 D^2 t^2 l$$

se $t = \frac{N}{l}$ è il numero delle spire per unità di lunghezza. Poichè questa formola si può anche scrivere

$$L = \pi D t \times \pi D N,$$

si vede che l'autoinduzione di un lungo solenoide a un solo strato si può porre uguale al prodotto della lunghezza ($\pi D t$) del filo avvolto sopra un centimetro del solenoide, per la lunghezza totale ($\pi D N$) del filo. Questa osservazione permette di costruire con molta facilità solenoidi di autoinduzione prestabilita, ciò che può

essere utile nelle esperienze di risonanza e di telegrafia senza filo.

Come campione di autoinduzione facile a costruirsi l'A. suggerisce quello formato da due fili paralleli, ciascuno di diametro d e posti alla distanza D l' uno dall' altro. Se sui due fili si pone un ponte, prima in un punto e poi in un altro distante l cm. dal primo, la differenza nelle autoinduzioni corrispondenti alle due posizioni del ponte è in cm.

$$L = 2\,l\left(4{,}606 \log_{10} \frac{2D}{d} + \frac{1}{2}\right).$$

Scegliendo convenientemente D, d ed l è facile aver così una autoinduzione di circa 30000 cm. che può servire utilmente nelle misure e nelle esperienze di campionamento di altre autoinduzioni.

Fleming J. A. *Ammetro a dilatazione per correnti alternate debolissime* (pp. 595-604). — In una cassetta di legno, di cm. 104 $\times$ 8 $\times$ 6, è situato un regolo di abete ben stagionato, lungo 1 m., alle cui estremità si trovano delle robuste lamine d'ottone, cui son fissate due forti molle regolate da viti. A tali molle sono attaccati due sottilissimi fili, di argento, di platinoide, di costantana, ecc., a seconda dell' uso cui si vuol destinare l'ammetro.

La distanza fra i fili è di circa 5 mm., e al centro essi son tesi da due delicate spirali, che son fissate per l' altro capo al regolo di abete. La tensione dei fili si regola con le viti che premono sulle molle cui sono attaccati. Se uno di tali fili è percorso da una corrente, si allungherà e si rifletterà verso il basso, e la flessione è indicata da uno specchietto fissato a una strisciolina di carta, che è situata a guisa di ponte sui due fili.

Questo semplicissimo ammetro si può graduare facendolo percorrere da correnti continue d' intensità nota. Esso può servire alla misura di debolissime correnti alternate, e anche nella determinazione di piccole capacità, mediante la formola

$$i = \frac{CpV}{10^6} \text{ amp.}$$

che dà l'intensità i della corrente alternata, che si ottiene con una differenza di potenziale V variante colla frequenza $n = \frac{2\pi}{p}$ in un condensatore di capacità C.

Per la misura di debolissime correnti il filo dell' ammetro deve essere più fine e più resistente che è possibile, mentre per misurare piccoli voltaggi è utile che sia di argento e non troppo fine. Hartmann e Braun forniscono fili di alta resistenza, di diametro da 0,02 a 0,05 mm., adatti per questo ammetro.

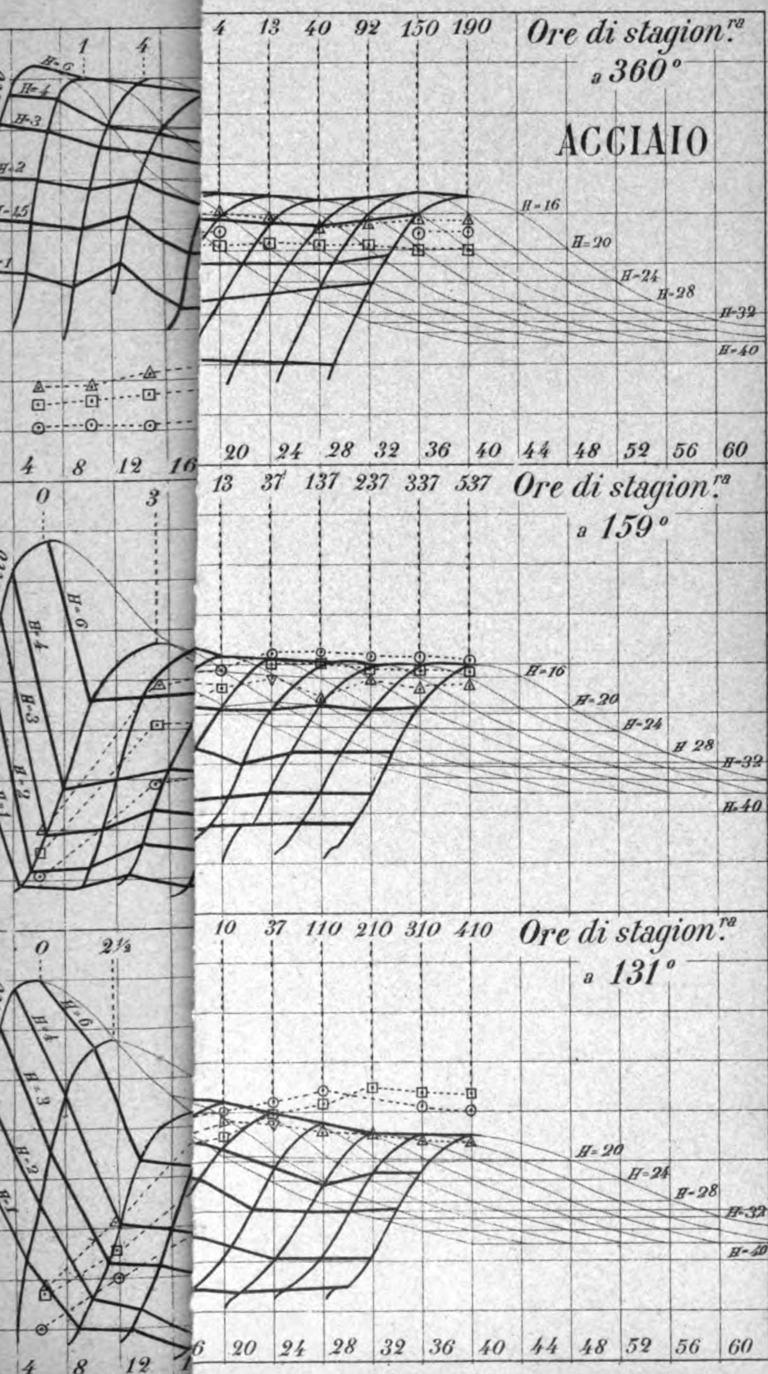
L' apparecchio può anche servire da relais per correnti alternate, purchè sia provvisto di una sottile punta di acciaio, che con la flessione del filo s' immerga in un pozzetto di mercurio e chiuda il circuito di una pila locale.

A. Stefanini.

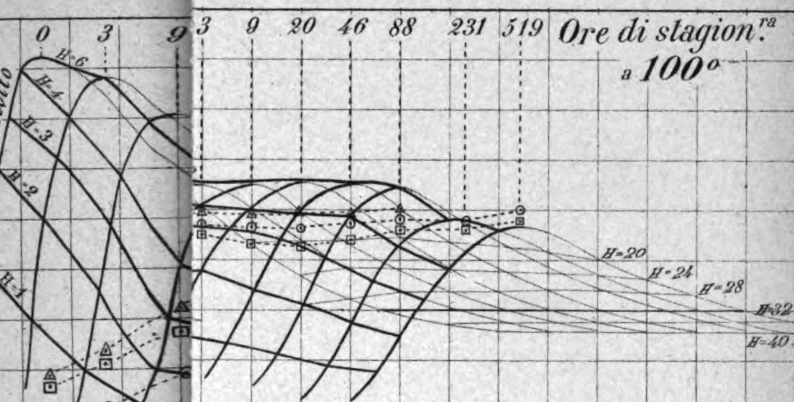
FINE DEL VOLUME VII SERIE V.

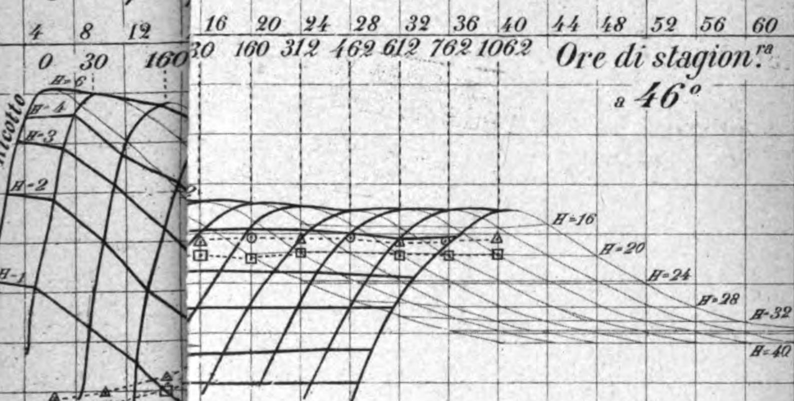
Pietro Salvioni, *gerente responsabile*.

zotto.

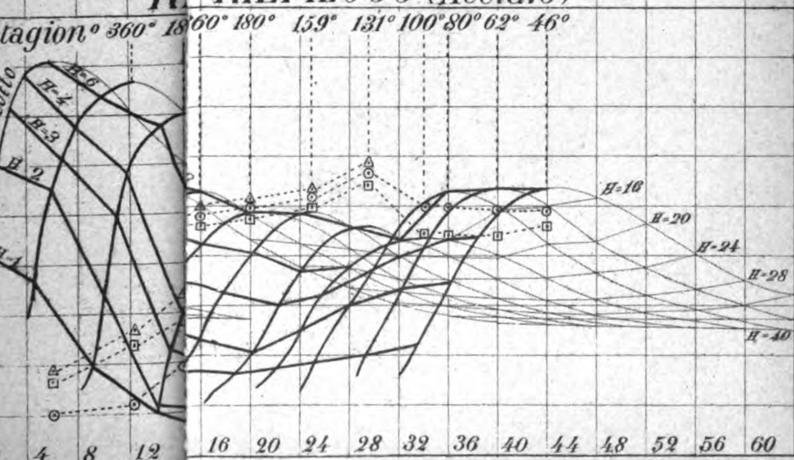

4 13 40 92 150 190
Ore di stagion.ra
a 360°
ACCIAIO
H=16
H=20
H=24
H=28
H=32
H=40
20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60
13 37 137 237 337 537
Ore di stagion.ra
a 159°
H=16
H=20
H=24
H 28
H=32
H=40
10 37 110 210 310 410
Ore di stagion.ra
a 131°
H=20
H=24
H=28
H=32
H=40
20 24 28 32 36 40 44 48 52 56 60

zotto.





R. RIEPILOGO (Acciaio)



SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXXIX.

Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Alippi Tito
Allegretti Mario
Ascoli Moisè
Boccara Vittorio
Calderoni Guglielmo
Cancani Adolfo
Canestrelli Ignazio
Cresci Giovanni
Fontana Ariodante
Fiorentino Aristide
Lori Ferdinando
Ottolenghi Michele
Pandolfi Mario
Pezzini Niccola
Picciati Giuseppe
Pierpaoli Nazareno
Piola Francesco
Puccianti Luigi
Rizzi Giovanni
Sandrucci Alessandro
Segalin Leandro
Talamini Italo

Hanno pagato la quota del 1904 i Soci:

Angelini Sebastiano
Ascoli Moisè
Banfi Enrico
Bosi Italo
Canuto Sebastiano
Cattaneo Carlo
Finocchi Eusebio
Jachino Giuseppe
Marcucci Salvino
Montù Carlo
Morra Pietro Paolo
Naccari Andrea
Piaggesi Giuseppe
Ròiti Antonio
Somigliana Carlo
Talamini Italo
Torre Gio. Battista
Umani Antonio

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXXXIII.

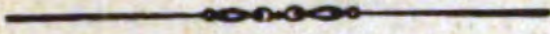
Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Artom Alessandro
Maiorana Quirino
Martinotti Giuseppe
Murani Oreste
Omodei Domenico
Perotti Pier Luigi
Vanni Giuseppe

Hanno pagato la quota del 1904 i Soci:

Alessandri Guido
Bellati Manfredo
Bongiovanni Giuseppe
Faè Giuseppe
Maiorana Quirino
Marangoni Carlo
Marianini Abdenago
Murani Oreste
Rovelli Costantino
Semmola Eugenio
Sforzini Oreste

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA



Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXXXV.

Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Lungo Carlo	Mastricchi Felice
ıgo Ernesto	Pitoni Rinaldo
ıtappiè Liberto	Tedone Orazio
ıdolfi Archimede	

Ianno pagato la quota del 1904 i Soci:

zecchi Temistocle	Palagi Ferdinando
rosa Giuseppe	Rossi Paolo
glielmo Giovanni	Volta Alessandro
nbertenghi Giacinto	

IL NUOVO CIMENTO

FONDATO DA C. MATTEUCCI E R. PIRIA
E CONTINUATO DA E. BETTI E R. FELICI

ORGANO DELLA
SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PUBBLICATO PER CURA DEI DIRETTORI
A. BATTELLI, A. RÒITI, V. VOLTERRA
E DEI DELEGATI DELLA SOCIETÀ
A. RIGHI E P. CARDANI

SERIE V. - Tomo VIII.

DIREZIONE
Istituto fisico della R. Università
PISA.

AMMINISTRAZIONE
Via Gino Capponi, 3
FIRENZE.

PISA DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1904

IL NUOVO CIMENTO

ANNO L

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1903-1904.

Physikalische Zeitschrift. — 1904.

Journal de Chim. Physique. — 1904.

Zeit. f. Elektrochemie. — 1904.

Archives des Sciences Phys. et nat. — 1904.

Philosophical Magazine. — 1904.

STAGIONATURA MAGNETICA DEL FERRO ALLA TEMPERATURA ORDINARIA,

per D. MAZZOTTO.

In due precedenti miei lavori [1] [2]) studiai le variazioni che ubiscono le costanti magnetiche del ferro in seguito a lunga ermanenza a temperature costanti più o meno elevate al di opra della temperatura ordinaria, e constatai che, anche alla nperatura di 46°, che fu la più bassa di quelle da me usate, a diminuzione di suscettività e gli aumenti di magnetismo esiduo e di isteresi, benchè avvengano assai più lentamente he alle temperature più elevate, sono ancora molto sensibili.

Torna naturale l'ammettere che a variazioni analoghe, enchè più lente e meno profonde, vada soggetto il ferro anie mantenuto alla temperatura ordinaria, non essendo preumibile che i pochi gradi di differenza fra la temperatura rdinaria e la temperatura minima alla quale le variazioni urono da me constatate esperimentalmente, bastino a rendere ffatto nulle le variazioni stesse.

Al momento in cui iniziai il corso di queste ricerche, non i avevano esperienze dirette che provassero l'esistenza di lette variazioni alla temperatura ordinaria; il Roget, nel suo

1) D. Mazzotto. Nuovo Cimento, Serie 5, tomo 3, pag. 417, 1902.
2) „ „ Serie 5, tomo 7, pag. 393, 1904.

primo lavoro sulle variazioni dell' isteresi per prolungato riscaldamento [1]), dice di non aver constatato alcun cambiamento al di sotto di 40°, ma nel suo secondo lavoro sullo stesso argomento [2]) dice che da alcune esperienze fatte sul ferro svedese si ebbero incidentalmente degli indizi di debole variazione dell' isteresi in campioni rimasti tre o quattro anni alla temperatura atmosferica.

Nell'intraprendere, nel maggio 1900 il corso delle mie esperienze sulla stagionatura magnetica del ferro, ebbi anche in mira di studiare l' effetto della stagionatura alla temperatura ordinaria, e destinai a questo scopo dei speciali campioni di ferro che sottoposi ad osservazioni saltuarie, per lo spazio di circa quattro anni, interpolate alle osservazioni di stagionatura a temperature elevate fatte su altri campioni.

Nel settembre 1902 il corso di queste esperienze era già abbastanza inoltrato da permettermi di fornire al Congresso della Società Italiana di Fisica tenutosi in Bologna, i risultati preliminari delle ricerche, nei quali con dati numerici e diagrammi venivano constatate le variazioni subìte dalle costanti magnetiche anche alla temperatura ordinaria [3]).

Più tardi un'analoga constatazione fu fatta dallo Stern [4]).

Queste esperienze a lunga scadenza presentano delle cause di incertezza, provenienti dalla probabilità che, a lungo andare, mutino le costanti magnetiche degli apparecchi di misura, così da togliere la perfetta paragonabilità fra le prime osservazioni e le ultime.

Una verifica periodica di dette costanti, fra le quali entrerebbe pure l' intensità orizzontale del magnetismo terrestre, non sarebbe stata praticabile coi mezzi a mia disposizione, ed avrebbe introdotto gravi complicazioni esperimentali non giustificate dal limitato grado di precisione assoluta inerente a tal genere di misure.

Presi il partito di affidarmi alla speranza che le variazioni delle costanti magnetiche degli apparecchi nel corso di dette

1) Roget. Proceedings of the Royal Society of London, Vol. 63, pag. 259, 1898.

2) Roget. Ivi, Vol. 54, pag. 154, 1899.

3) Vedi Atti Società Italiana di Fisica 1902, in appendice al Nuovo Cimento, settembre-ottobre 1902.

4) G. Stern. Elektrotechnische Zeitscrift, Vol. 24, pag. 407, 1903.

esperienze fossero insensibili, od almeno abbastanza piccole da lasciare presso che imperturbati gli effetti del fenomeno da studiare. E questo affidamento era tanto più giustificabile inquantochè gli apparecchi erano già da qualche anno in posto, muniti di pezzi magnetici di vecchia costruzione, i quali doveano perciò aver raggiunto un sufficiente grado di stabilità.

Per non affidarmi poi completamente a tale speranza, stabilii varii controlli atti ad indicare se le differenze nei risultati delle misure magnetiche sui campioni studiati fossero dovute a variazioni reali in questi avvenute, o non piuttosto a variazioni avvenute negli apparecchi di misura.

Un buon controllo sarebbe stato offerto da un campione sulla cui stabilità si avesse potuto far sicuro assegnamento; se le misure fatte su di esso avessero dato nelle varie epoche risultati costanti, ciò avrebbe deposto in favore della costanza degli apparati di misura e quindi della realtà delle variazioni osservate contemporaneamente nei campioni da studiare.

Probabilmente un campione di acciajo, sostanza che presenta una variabilità assai piccola a temperature elevate, presenterebbe alla temperatura ordinaria un grado sufficiente di stabilità; ma in causa della sua debole suscettività nei campi deboli e medi esso fornirebbe un controllo poco sensibile.

Preferii usare come controllo due campioni (1° e 2° nelle tabelle dei risultati) uno di ferro svedese e l'altro di ferro Best, che erano stati da me ricotti e fatti rinvenire oltre un anno prima, e doveano quindi aver raggiunto un certo grado di stabilità rispetto ai campioni ricotti di recente.

Le osservazioni incominciarono nel maggio 1900, sopra oltre una ventina di sbarre di diverse qualità, recentemente ricotte, ed alcune anche fatte rinvenire per sette ore alle temperature di 100°, 150°, 200° e 250°.

Un'altra serie di osservazioni parallela alla prima incominciò 10 mesi più tardi, (dopo aver adottato nuovi mezzi per assicurare la stabilità degli apparecchi) sopra tre qualità di ferro (Best, svedese ed acciajo da trivelle) di cui eranvi campioni anche nella prima serie.

Dopo altri dieci mesi, cioè nel Dicembre 1901, incominciai una terza serie di osservazioni parallele alle prime due, sopra

tre altri campioni di ferro; in questa serie introdussi come nuovo elemento di controllo le osservazioni di un campione di ferro di Germania che veniva ricotto di volta in volta prima di sottoporlo alle misure, allo scopo di eliminare le variazioni che avessero subite le sue costanti magnetiche durante i periodi di riposo.

Al principio di ogni serie di osservazioni i campioni venivano accuratamente ricotti al calor rosso vivo fuori del contatto dell' aria, seguendo le precauzioni indicate nelle mie precedenti note [l. c. [1])] e sottoposti, dopo almeno 24 ore, ad una prima misura del ciclo di magnetizzazione; dopo un periodo di riposo, durante il quale erano conservati entro una vetrina in stanza non riscaldata esposta a Nord, venivano sottoposti ad una nuova misura e così via.

Calcolate le osservazioni, si costruivano, coi valori corrispondenti ottenuti per I e per H, i diagrammi di magnetizzazione, e da questi, per interpolazione, i valori di I, registrati nelle tabelle I, II e III, corrispondenti a certi valori prestabiliti di H che servivano a stabilire i confronti dei risultati.

Nelle tre serie di osservazioni erano compresi tre campioni identici di ferro Best (campioni N.° 7°, 25° 29°) i quali perciò potevano servire da controllo reciproco.

Nella Fig. 1, sono rappresentati i valori delle suscettività per $H = 5,0$ ed $H = 0,5$ presentati dai detti campioni a varie epoche del principio delle singole serie di osservazioni, confrontati coi valori presentati da un campione vecchio di controllo, (2° campione delle tabelle numeriche) pure di ferro Best, che era stato ricotto molti mesi prima.

Dalla figura si osserva che i detti tre campioni, benchè ricotti in epoche di 10 in 10 mesi distanti tra loro, presentarono, a partire dall' epoca della ricottura, delle variazioni che seguivano una legge analoga in funzione del tempo tendendo verso un valore finale della suscettività sensibilmente uguale, mentre il campione di controllo presentò nello stesso periodo delle variazioni appena sensibili.

Tutto ciò prova che le variazioni di suscettività osservate in questi e negli altri campioni sono realmente dovute all' a-

zione del tempo e non sono variazioni apparenti dovute ad alterazioni degli apparecchi.

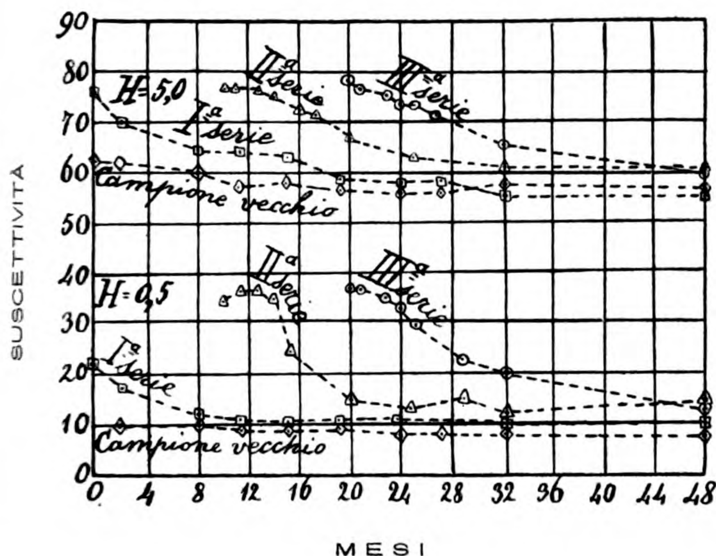


Fig. 1.

Per quanto riguarda i dettagli delle osservazioni, e dei calcoli mi riferisco a quanto è detto nelle memorie sopra citate [1]) [2]) essendo le esperienze fatte con identico metodo; rammenterò solo che, anche nelle presenti esperienze, il magnetismo residuo fu determinato per due valori di I corrispondenti circa alle intensità di campo $H = 5$ ed $H = 40$ unità C. G. S.

A questo riguardo conviene osservare che, per rendere fra loro paragonabili i valori del magnetismo residuo ottenuti collo stesso campione, occorre prendere nel fare gli esperimenti delle precauzioni speciali. Anzitutto, siccome il valore della intensità magnetica residua I_r dipende dal valore massimo assunto dal magnetismo indotto I_{max}, è necessario che questo valore massimo sia costante, cioè che i cicli di magnetizzazione raggiungano lo stesso valore massimo di I. Secondariamente occorre che il passaggio del campo inducente massimo al campo

nullo sia avvenuto colla stessa legge perchè sono diversi i valori che si ottengono pel magnetismo residuo annullando istantaneamente, o più o meno gradualmente, il campo induttivo massimo.

Nelle osservazioni di più vecchia data, prendeva per valore del magnetismo residuo quello che risultava dal periodo di magnetizzazione decrescente al momento in cui si faceva $H = 0$; mi accorsi poi che i valori così ottenuti non erano ben paragonabili fra loro, sia perchè in causa delle variazioni di suscettività prodotte dal tempo, i rami discendenti non partivano da valori di I esattamente identici, sia per la mancata identità degli stadi intermedi nel periodo di demagnetizzazione. Più tardi furono meglio sistemate le osservazioni del periodo di demagnetizzazione, rendendo uguali i valori massimi di I e pure eguali in numero e valore i valori di H negli stadi intermedi di magnetizzazione decrescente, per cui, solo da quest' epoca, i valori ottenuti pel magnetismo residuo sono bene paragonabili fra loro.

Tabelle numeriche dei risultati.

Nella compilazione delle tabelle numeriche dei risultati ho avuto anzitutto di mira che riuscisse evidente l' ordine cronologico delle singole determinazioni, perciò ognuna di esse è scritta in una colonna intestata col mese ed anno nel quale le osservazioni corrispondenti furono eseguite. Il numero segnato sotto ciascun mese indica, per le esperienze della I serie, il numero di mesi trascorsi dall' epoca della ricottura dei campioni; per le esperienze della II e della III serie si dovranno sottrarre ai detti numeri rispettivamente 10 e 20 mesi per riferirsi all' epoca della ricottura dei rispettivi campioni.

Nelle singole categorie i campioni furono inscritti in ordine di suscettività iniziale decrescente.

Nella tabella I sono registrati i valori delle intensità magnetiche presentati nelle varie epoche dai campioni nel campo $H = 40$; nella tabella II quelli nel campo $H = 5$; nella III quelli nel campo $H = 0,5$ e nella IV i valori della intensità magnetica residua I_r pel campo $H = 5$ unità circa.

In quest' ultima tabella sono registrati nella prima colonna i valori (costanti per ogni singolo campione) ai quali veniva portato il magnetismo indotto, I_{max}, prima di interrompere il circuito per determinare, senza stadi intermedi, l' intensità magnetica residua, I_r, registrata nelle altre colonne della tabella.

I valori di I_r non sono registrati che a partire dall'epoca in cui tali valori possono ritenersi, per le ragioni sopra dette (pag. 10) meglio paragonabili fra loro.

I valori segnati nella I colonna della tabella I sono i valori di K [l. c. [1]] diversi da campione a campione, che servono a calcolare i valori di I dai valori osservati, Δ, delle deviazioni della bussola.

TABELLA I. *Intensità magnetiche nel campo* H = 40 C. G. S.

N.°	NATURA DEL CAMPIONE	K	1900 Maggio	1900 Luglio	1900 Dicemb	1901 Febbr.	1901 Marzo	1901 Aprile	1901 Maggio	1901 Giugno	1901 Luglio	1901 Novemb.	1901 Dicemb.	1902 Genn	1902 Marzo	1902 Maggio	1902 Giugno	1902 Luglio	1902 Ottobre	1904 Maggio	SERIE
	Mesi	....	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° [1])	Svedese | Ricotti	4,15	1105	1100	1090			1095			1100		1108		1097			1087	1087	1096	I.
2° [2])	Best | nel 1899	6,19	1012	1015	1011			1012			1015		1021		1018			1012	1009	1016	
3°	Trafilato I	6,02	1195	1202	1198			1197			1205		1208		1201			1195	1197	1198	
4°	Trafilato II	8,00	1185	1183	1187			1190			1188		1188		1195			1178	1180	1187	
5°	Svedese	5,31	1167	1160	1163			1158			1150		1164		1154			1154	1149	1167	
6°	Germania	5,19	1164	1154	1160			1158			1165		1168		1154			1154	1155	1160	
7°	Best	5,26	1065	1072	1062			1075			1065		1079		1068			1062	1060	1061	
8°	Comune	4,87	1118	1110	1115			1105			1105		1118		1108			1102	1102	1110	
9°	Acciajo da triv.	5,44	1085	1101	1100			1097			1087		1106		1102			1090	1087	1095	
10°	» ordinario	4,72	1010	1009	1017			1015			1010		1016		1009			1016	1020	1014	
11°	» fuso	7,29	803	800	796			799			794		786		798			800	790	803	
12°	Svedese | Rinv.	6,69		1098	1096			1094			1098		1100		1095			1097	1094	1098	
13°	Comune | a	4,83		1094	1096			1092			1099		1109		1098			1093	1091	1100	
14°	Acciajo | 250°	4,55		1032	1035			1028			1035		1040		1040			1023	1020	1024	
15°	Svedese | Rinv.	5,49		1168	1178			1172			1175		1195		1180			1167	1175	1172	
16°	Comune | a	4,78		1087	1080			1086			1079		1092		1077			1074	1080	1081	
17°	Acciajo | 200°	4,71		979	975			985			989		991		978			977	973	990	
18°	Svedese | Rinv.	5,30		1155	1161			1170			1160		1173		1165			1155	1153	1161	
19°	Comune | a	4,76		1090	1078			1085			1082		1088		1077			1077	1075	1081	
20°	Acciajo | 150°	4,65		975	968			970			965		975		968			958	962	956	
21°	Svedese | Rinv.	6,67		1097	1110			1100			1109		1106		1116			1098	1097	1104	
22°	Comune | a	4,83		1100	1105			1098			1096		1106		1092			1093	1092	1099	
23°	Acciajo | 100°	4,69		988	996			991			990		995		986			987	985	997	
24°	Svedese	6,93				1141	1143	1140	1143	1148	1140	1150			1148			1152	1145	1148	II.
25°	Best	5,19				1090	1078	1093	1087	1091	1075	1083			1082			1082	1077	1077	
26°	Acciajo	5,36				1061	1061	1068	1069	1067	1068	1065			1058			1061	1061	1061	
27°	(Germán. ricotto [3])	5,10											1090	1070	1088	1088	1090	1080	1065	1070	

3) Campione di controllo ricotto ad ogni osservazione.

Campioni di controllo.

N.°	NATURA DEL CAMPIONE		Maggio	Luglio	Dicemb.	Febbr.	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Novemb.	Dicemb.	Gennaio	Marzo	Maggio	Giugno	Luglio	Ottobre	Maggio	SERIE
		Mesi	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	28	25	26	27	30	48	
1° [1])	Svedese	Ricotti nel 1899	361	364	344			338			330		340		337			349	339	341	I.
2° [2])	Best		310	309	300			285			290		283		282			292	288	282	
3°	Trafilato I		499	501	456			448			433		420		415			407	410	411	
4°	Trafilato II		483	466	415			406			376		361		360			359	354	358	
5°	Svedese		446	438	406			395			390		387		383			392	376	384	
6°	Germania		416	410	390			388			373		368		372			374	375	373	
7°	Best		376	352	318			312			315		288		287			200	278	273	
8°	Comune		336	331	306			305			302		292		296			298	292	28[illegible]	
9°	Acciajo da trivelle		212	221	237			232			237		240		240			242	236	240	
10°	» ordinario		54	56	53			57			56		57		59			59	60	58	
11°	» fuso		32	33	33			33			32		31		33			32	32	33	
12°	Svedese	Rinvenuti a 250°		356	330			325			322		307		313			318	315	311	
13°	Comune			328	301			301			288		285		280			289	280	284	
14°	Acciajo			67	65			67			66		65		67			67	66	67	
15°	Svedese	Rinvenuti a 200°		425	400			373			357		362		362			360	356	35[illegible]	
16°	Comune			315	279			283			272		266		264			265	260	25[illegible]	
17°	Acciajo			59	59			59			58		57		58			60	59	59	
18°	Svedese	Rinvenuti a 150°		420	400			366			351		360		366			369	371	368	
19°	Comune			326	289			281			281		273		274			275	272	266	
20°	Acciajo			60	57			59			61		57		58			59	57	57	
21°	Svedese	Rinvenuti a 100°		384	340			316			324		304		308			310	289	295	
22°	Comune			318	276			267			259		262		255			262	257	244	
23°	Acciajo			60	58			57			56		57		58			60	58	59	
24°	Svedese					410	405	405	409	408	401	381			373			370	365	342	II.
25°	Best					380	383	382	375	361	354	330			315			308	303	298	
26°	Acciajo					198	194	200	204	202	210	211			208			210	219	213	
27°	Germania ricotto [3])												341	337	339	341	340	329	333	334	III.
28°	Germania												421	411	408	410	409	420	402	401	
29°	Best												389	381	375	369	364	356	324	297	
30°	Acciajo												112	112	112	116	118	120	114	116	

1) 2) 3) C. S.

TABELLA III. *Intensità magnetiche nel campo* H = 0,5 C. G. S.

N.°	NATURA DEL CAMPIONE		1900 Maggio	1900 Luglio	1900 Dicemb.	1901 Febbr.	1901 Marzo	1901 Aprile	1901 Maggio	1901 Giugno	1901 Luglio	1901 Novemb.	1901 Dicemb.	1902 Gennaio	1902 Marzo	1902 Maggio	1902 Giugno	1902 Luglio	1902 Ottobre	1904 Maggio	SERIE
		Mesi	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° [1])	Svedese	Ricotti nel 1899	4,5	4,4	4,2			3,2			4,4		4,0		4,7			3,5	4,5	3,7	I.
2° [2])	Best		5,0	4,8	5,1			3,6			4,7		4,5		3,5			4,3	4,5	3,2	I.
3°	Trafilato I		14,1	11,9	9,7			11,3			11,4		9,5		9,5			7,4	7,5	8,0	I.
4°	Trafilato II		12,0	13,6	8,4			10,3			8,5		6,0		6,3			7,0	6,3	5,9	I.
5°	Svedese		13,0	12,6	10,1			10,7			10,2		10,4		11,3			11,3	8,4	8,3	I.
6°	Germania		14,7	14,4	13,2			12,4			11,7		9,5		10,3			10,1	9,6	9,6	I.
7°	Best		11,8	11,1	8,7			6,0			5,2		5,2		5,8			5,8	5,0	5,1	I.
8°	Comune		16,7	14,7	13,5			10,8			9,9		9,1		9,9			10,5	10,5	9,8	I.
9°	Acciajo da trivelle		7,3	8,9	8,0			7,8			7,8		9,0		9,5			8,3	9,4	9,1	I.
10°	» ordinario		3,7	4,9	4,8			4,2			4,1		4,1		4,8			4,2	4,8	4,4	I.
11°	» fuso		1,9	2,0	2,1			2,5			2,3		2,3		2,6			3,1	2,2	2,2	I.
12°	Svedese	Rinvenuti a 250°		9,8	7,9			8,5			7,7		8,5		8,5			8,7	6,2	6,3	I.
13°	Comune			14,0	8,2			11,0			8,1		8,4		6,8			7,3	6,8	7,0	I.
14°	Acciajo			4,8	4,3			4,3			4,4		4,0		4,5			4,3	4,5	4,6	I.
15°	Svedese	Rinvenuti a 200°		10,9	8,9			7,9			8,1		10,8		10,4			10,0	7,1	7,4	I.
16°	Comune			8,4	7,9			7,9			6,8		7,0		6,2			5,8	5,3	5,7	I.
17°	Acciajo			4,8	4,3			4,3			4,4		8,8		4,4			4,4	3,8	4,6	I.
18°	Svedese	Rinvenuti a 150°		9,9	8,3			8,5			8,9		9,2		8,9			6,6	7,6	6,4	I.
19°	Comune			9,2	9,6			7,4			6,7		7,8		7,6			7,6	6,6	5,9	I.
20°	Acciajo			4,6	3,5			4,1			4,0		3,8		4,3			4,2	4,0	4,5	I.
21°	Svedese	Rinvenuti a 100°		8,5	6,4			6,2			5,9		7,0		6,7			7,0	5,8	5,1	I.
22°	Comune			10,1	8,5			7,3			7,9		7,4		7,1			7,1	5,9	6,3	I.
23°	Acciajo			4,9	3,8			3,4			4,1		3,9		4,4			4,4	4,3	4,2	I.
24°	Svedese					12,5	18,0	12,0	18,0	12,1	12,0	12,8			8,9			10,2	8,9	7,8	II.
25°	Best					17,9	18,0	18,0	18,0	16,1	12,5	7,8			6,6			7,7	6,2	7,8	II.
26°	Acciajo					8,5	8,5	9,0	9,0	8,5	8,5	8,4			7,9			8,8	8,0	8,5	II.
27°	Germania ricotto [3])												12,9	12,9	18,1	18,0	18,8	18,2	11,5	11,6	

N.°	Del campione		I_{max}	Magg	Lugl	Dicem	Febb	Mar	Apr	Magg	Giug	Lugl	Nove	Dicem	Genn	Mar	Magg	Giug	Lug	Otto	Magg	Serie
		Mesi	....	0	2	7	10	11	12	18	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° 1)	Svedese	Ricotti	374											87		86			89	88	88	I.
2° 2)	Best	nel 1899	297											177		179			181	184	185	I.
3°	Trafilato I		445											116		124			122	135	136	I.
4°	Trafilato II		392											184		192			184	186	207	I.
5°	Svedese		403											115		115			120	116	122	I.
6°	Germania		389											92		97			104	104	107	I.
7°	Best		305											133		135			140	142	151	I.
8°	Comune		303											115		115			118	119	126	I.
9°	Acciajo da triv.		255											92		102			102	100	107	I.
10°	» ordinario		61,4											13,6		13,6			13,2	14,2	13,6	I.
11°	» fuso		36,4											6,6		5,8			5,8	6,6	6,5	I.
12°	Svedese	Rinv.	334											170		172			175	173	178	I.
13°	Comune	a	304											115		120			124	126	134	I.
14°	Acciajo	250°	68,2											18,6		19,1			18,6	18,6	19,5	I.
15°	Svedese	Rinv.	373											132		135			137	130	142	I.
16°	Comune	a	287											120		123			126	127	133	I.
17°	Acciajo	200°	612											13,7		13,7			13,2	13,2	13,7	I.
18°	Svedese	Rinv.	371											126		135			131	136	134	I.
19°	Comune	a	290											111		118			121	119	126	I.
20°	Acciajo	150°	65,1											15,3		14,8			14,8	14,8	15,3	I.
21°	Svedese	Rinv.	328											175		177			178	173	187	I.
22°	Comune	a	270											116		117			123	123	127	I.
23°	Acciajo	100°	61,0											13,6		13,6			13,6	13,1	14,0	I.
24°	Svedese		388				140	137	142	147	161	147	162			161			171	177	185	II.
25°	Best		337				61	58	67	69	91	88	112			108			115	123	131	II.
26°	Acciajo		228				101	98	105	110	107	103	93			94			95	96	95	II.
27°	German. ricotto 3)		348											62	62	65	66	66	63	67	72	III.
28°	Germania		446											91	89	91	91	93	108	99	104	III.
29°	Best		415											76	80	82	86	94	107	114	138	III.
30°	Acciajo		126											51	50	51	51	51	52	49	51	III.

1) 2) 3) C. S.

Le tabelle I-IV danno, come si disse, i *valori assoluti* di I ed I_r; per facilitare i confronti e la discussione dei risultati, tornano però più utili i corrispondenti *valori relativi percentuali* riportati nelle tabelle V-VII calcolati dalle precedenti rendendo eguali a 100 i valori forniti dalla prima osservazione di ogni singolo campione.

É da notarsi che dividendo i valori di I contenuti nelle tabelle I, II e III per le rispettive intensità di campo $H = 40$, $H = 5$ ed $H = 0,5$, si otterrebbero i valori I/H delle rispettive suscettività; queste sono dunque per le stesse tabelle proporziònali ai valori di I, e perciò i valori percentuali delle tabelle V-VI-VII rappresentano, tanto le variazioni relative dei valori di I, quanto quelle della suscettività.

Analogamente i valori della tabella VIII, dedotti da quelli della IV, non rappresentano solo le variazioni percentuali della intensità magnetica residua I_r, ma altresì quella del rapporto $\frac{I_r}{I_{max}}$ fra l' intensità magnetica residua ed il rispettivo magnetismo indotto massimo (rapporto che suole prendersi per misura del magnetismo residuo) essendo per ogni singolo campione costante il valore I_{max} segnato nella prima colonna della tabella IV.

Discussione dei risultati.

Suscettività dei campi intensi $H = 40$. — Uno sguardo dato alla tabella V ci fa vedere che tutti i valori poco differiscono da 100, il che indica che la suscettività nei campi intensi non varia col tempo; ciò era da aspettarsi, inquantochè le precedenti esperienze aveano dimostrato che la suscettività nei campi intensi non varia sensibilmente col tempo neppure colla stagionatura a temperature elevate.

Suscettività nei campi medi ($H = 5,0$). — Le variazioni di suscettività nei campi di media intensità si rilevano dalla tabella VI.

N.°	DEL CAMPIONE		Magg	Lugl	Dicem	Febb	Marz	April	Magg	Giugn	Lugl	Nove	Dicem	Genn	Marz	Magg	Giug	Lugl	Otto	Magg	SER
		Mesi	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° 1)	Svedese	Ricotti nel	100	99	98			99			99		100		99			98	98	99	
2° 2)	Best	1899	100	101	100			100			100		101		101			100	100	101	
3°	Trafilato I		100	101	100			100			101		102		101			100	100	100	
4°	Trafilato II		100	100	100			100			100		100		101			99	99	98	
5°	Svedese		100	99	99			99			98		99		98			98	98	100	
6°	Germania		100	99	100			100			100		101		99			99	100	100	
7°	Best		100	101	100			101			100		102		101			100	100	101	
8°	Comune		100	99	100			99			99		100		99			99	98	99	
9°	Acciajo da trivelle		100	102	102			102			101		103		102			101	101	102	
10°	» ordinario		100	100	101			100			100		101		100			101	101	100	
11°	» fuso		100	100	100			100			99		98		100			100	99	100	I
12°	Svedese	Rinvenuti		100	100			99			100		100		100			100	99	100	
13°	Comune	a		100	101			100			101		102		101			100	100	101	
14°	Acciajo	250°		100	100			100			100		101		101			99	99	100	
15°	Svedese	Rinvenuti		100	101			100			100		102		101			100	100	100	
16°	Comune	a		100	99			100			99		100		99			98	99	99	
17°	Acciajo	200°		100	99			100			101		101		100			100	99	101	
18°	Svedese	Rinvenuti		100	100			101			100		101		100			100	99	100	
19°	Comune	a		100	99			100			99		100		99			99	99	99	
20°	Acciajo	150°		100	100			100			99		100		100			99	99	98	
21°	Svedese	Rinvenuti		100	101			100			101		101		102			100	100	100	
22°	Comune	a		100	101			100			100		101		99			99	99	100	
23°	Acciajo	100°		100	101			100			100		100		100			100	99	101	
24°	Svedese					100	100	100	100	101	100	101			101			101	100	101	
25°	Best					100	99	100	100	100	99	99			99			99	99	99	II
26°	Acciajo					100	100	101	101	101	101	100			100			100	100	100	
27°	Germania ricotto 3)												100	98	100	100	100	99	98	98	
28°	Germania												100	100	98	100	100	100	100	100	III
29°	Best												100	98	97	98	98	98	98	98	
30°	Acciajo												100	99	98	99	99	99	99	100	

1) 2) 3) C. S.

TABELLA VI. *Intensità magnetiche nel campo* H = 5 C. G. S. — *Valori percentuali.*

N.°	NATURA DEL CAMPIONE		1900 Maggio	1900 Luglio	1900 Dicemb.	1901 Febbr.	1901 Marzo	1901 Aprile	1901 Maggio	1901 Giugno	1901 Luglio	1901 Novemb.	1901 Dicemb.	1902 Gennaio	1902 Marzo	1902 Maggio	1902 Giugno	1902 Luglio	1902 Ottobre	1904 Maggio	SERIE
		Mesi	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° [1])	Svedese	Ricotti nel 1899	100	101	95			94			94		94		93			97	94	94	I
2° [2])	Best		100	99	97			92			93		91		91			94	93	91	I
3°	Trafilato I		100	101	92			90			87		84		83			82	82	83	I
4°	Trafilato II		100	96	86			84			78		75		75			74	73	74	I
5°	Svedese		100	98	91			88			87		87		86			88	84	86	I
6°	Germania		100	98	94			93			90		88		89			90	90	90	I
7°	Best		100	94	85			83			84		77		76			77	74	73	I
8°	Comune		100	99	91			91			90		87		88			89	87	85	I
9°	Acciajo da trivelle		100	104	112			110			112		113		113			114	111	113	I
10°	» ordinario		100	104	98			105			102		105		109			109	111	107	I
11°	» fuso		100	103	103			103			100		97		103			100	100	103	I
12°	Svedese	Rinvenuti a 250°		100	93			91			90		86		88			89	89	87	I
13°	Comune			100	92			92			88		87		85			88	85	87	I
14°	Acciajo			100	97			100			98		97		100			100	98	100	I
15°	Svedese	Rinvenuti a 200°		100	94			88			84		85		85			85	84	83	I
16°	Comune			100	88			90			86		84		84			84	82	81	I
17°	Acciajo			100	100			100			98		96		98			101	100	100	I
18°	Svedese	Rinvenuti a 150°		100	95			87			84		86		87			88	88	88	I
19°	Comune			100	89			86			86		84		84			84	83	82	I
20°	Acciajo			100	95			99			102		95		97			99	95	95	I
21°	Svedese	Rinvenuti a 100°		100	88			82			84		79		80			81	75	76	I
22°	Comune			100	87			84			81		82		80			82	81	77	I
23°	Acciajo			100	97			95			94		95		97			100	97	99	I
24°	Svedese					100	99	99	100	100	98	98			91			90	89	83	II
25°	Best					100	101	100	99	95	93	87			88			81	80	78	II
26°	Acciajo					100	98	101	108	102	106	107			105			106	111	108	II
27°	Germania ricotto [3])												100	99	99	100	100	96	98	98	

Per esaminarla un po' attentamente, sarà bene incominciare dalle osservazioni della III serie, come quella che è stata eseguita per intero mettendo in opera tutti i perfezionamenti che la pratica andò suggerendo nel lungo corso delle esperienze.

Vediamo che il campione Best (29°) presentò nei 28 mesi di osservazione una graduale diminuzione di suscettività fino al 24 °/₀, la quale non può in alcun modo esser attribuita a variazioni nelle costanti degli apparati di misura, poichè queste avrebbero influito ugualmente sugli altri campioni di ferro che fanno parte della stessa serie di osservazioni, i quali invece presentarono variazioni relativamente assai piccole.

Il primato della variabilità (22 °/₀) il ferro Best lo presenta anche nelle esperienze della II serie (campione 25°) che comprende 38 mesi di osservazioni ed in quelle della I serie (campioni 7° diminuzione 28 °/₀) che comprende quattro anni di osservazioni.

L'altro campione Best di questa stessa serie (2°) non presentò nello stesso tempo che una diminuzione del 9 °/₀, però esso è uno dei campioni di controllo che al principio delle osservazioni era già, come sopra si disse (pag. 7), stato ricotto da oltre un anno e quindi era parzialmente stagionato.

Poco al di sotto delle variazioni del ferro Best stanno quelle del campione (4°) (ferro trafilato) di cui si ha un solo campione nella I serie.

Il ferro svedese, che fu già studiato per la stagionatura a temperature elevate, presenta alla temperatura ordinaria una diminuzione di suscettività dal 15 al 20 °/₀ (campioni 5° e 24°); il campione (1°) diminuì solo del 5 °/₀, ma esso pure è uno dei campioni di controllo che all'epoca del principio delle esperienze era già stagionato essendo stato ricotto oltre un anno prima.

In modo analogo al ferro svedese si comportano il campione (3°) di ferro trafilato [di altra origine del (4°)] ed il campione (8°) di ferro cosidetto « comune ».

Diminuzioni di suscettività ancora minori (5 °/₀) le manifesta il ferro di Germania, [campione (28°) III serie]. Il campione (17°) della stessa serie, che serviva da campione di

controllo (V. pag. 8) venendo ricotto prima di ogni osservazione per tentare di eliminare le alterazioni che il riposo gli avesse prodotte, non variò che dell' 1-2 %.

Le variazioni di suscettività presentate dagli acciaj ricotti (campioni (9°), (10°), (11°), (26°), (30°)) pare avvengano in generale in senso opposto che nelle altre qualità di ferro; la suscettività cioè presentò un lieve aumento invece che una diminuzione. Questo fatto, mi pare abbastanza controllato dal risultato concorde delle tre serie di osservazioni.

Fra le determinazioni della I serie vi sono quelle di campioni che, prima di subire la stagionatura alla temperatura ordinaria, erano stati ricotti e poi fatti rinvenire mantenendoli per sette ore rispettivamente alla temperatura di 250°, 200°, 150° e 100°, e furono fatte allo scopo di riconoscere se il rinvenimento rendesse più stabili i campioni alla temperatura ordinaria.

Tale effetto non si verifica, infatti i campioni rinvenuti presentano diminuzioni di suscettività analoghe a quelle dei campioni ricotti; solo gli acciai rinvenuti non presentarono l'aumento di suscettività constatata negli acciaj ricotti.

Suscettività nei campi deboli (H = 0,5). — Converrà anzitutto rammentare quanto dissi a questo proposito nella precedente mia nota [l. c. [2]) pag. 17) che cioè, avendo voluto, per evitare discontinuità nelle determinazioni, far uso degli stessi apparecchi, con sensibilità costante, per le misure in campi intensi e deboli, dovetti dare agli apparecchi stessi una debole sensibilità; e perciò le deviazioni del magnetometro e della bussola nelle osservazioni in campi deboli erano assai piccole, e quindi soggette ad errori relativi piuttosto intensi, sui quali p. es. avea grande influenza lo spostamento dello zero ed altri errori di osservazione.

Degli errori relativi egualmente elevati, saranno adunque da aspettarsi tanto nei valori di I della tabella III, i quali, come è facile vedere, sono assai piccoli rispetto a quelli delle tabelle I e II, quanto nei corrispondenti valori percentuali della tabella VII. Ciò giustifichi le irregolarità che si riscontrano in dette tabelle, irregolarità che non sono tuttavia tanto grandi da impedirci di trarre dai risultati stessi qualche conclusione.

N.°	DEL CAMPIONE		Maggio	Luglio	Dicembre	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Novembre	Dicembre	Gennaio	Marzo	Maggio	Giugno	Luglio	Ottobre	Maggio	SERIE
		Mesi	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° [1])	Svedese	Ricotti nel 1899	100	98	93			71			98		89		104			78	100	82	
2° [2])	Best		100	96	102			72			94		90		70			86	90	64	
3°	Trafilato I		100	84	69			80			81		67		67			52	53	57	
4°	Trafilato II		100	113	70			86			71		50		52			58	52	49	
5°	Svedese		100	97	78			82			78		80		87			87	65	64	
6°	Germania		100	98	90			84			80		65		70			69	65	65	
7°	Best		100	98	77			53			46		46		47			51	44	45	
8°	Comune		100	88	81			65			59		55		59			63	63	59	
9°	Acciajo da trivelle		100	122	110			107			107		123		130			113	128	124	
10°	» ordinario		100	132	130			113			111		111		116			113	130	119	
11°	» fuso		100	105	110			131			121		121		137			163	116	116	
12°	Svedese	Rinvenuti a 250°		100	85			92			83		92		92			94	67	68	I
13°	Comune			100	59			78			58		60		49			52	49	50	
14°	Acciajo			100	89			89			92		83		94			89	94	96	
15°	Svedese	Rinvenuti a 200°		100	82			72			74		99		95			92	65	68	
16°	Comune			100	94			94			81		83		74			69	63	68	
17°	Acciajo			100	100			100			103		89		103			103	89	107	
18°	Svedese	Rinvenuti a 150°		100	84			86			90		93		90			67	77	65	
19°	Comune			100	105			81			73		80		83			83	72	64	
20°	Acciajo			100	76			89			87		82		93			91	87	98	
21°	Svedese	Rinvenuti a 100°		100	76			73			70		83		79			83	68	60	
22°	Comune			100	84			72			78		73		70			70	58	62	
23°	Acciajo			100	78			69			84		80		90			90	88	86	
24°	Svedese					100	104	96	104	97	96	98			71			82	71	58	
25°	Best					100	101	101	101	90	70	41			37			43	35	41	II
26°	Acciajo					100	100	106	106	100	100	99			93			98	94	100	
27°	Germania ricotto [3])												100	100	102	105	103	102	89	90	
28°	Germania												100	92	92	94	84	88	88	80	III
29°	Best												100	100	93	91	77	62	55	37	
30°	Acciajo												100	120	106	120	128	126	120	120	

1) 2) 3) C. S.

Il fatto generale che risulta dall' esame della tabella VII si è che la stagionatura diminuisce la suscettività anche nei campi deboli, ed anzi tale diminuzione è relativamente più intensa che nei campi di media intensità.

Il primato lo tiene sempre il ferro Best la cui diminuzione di suscettività raggiunge perfino il 63 % nelle esperienze della III serie ed il 59 % in quelle della II.

Nel ferro svedese la diminuzione giunge al 42 % (campione 25°) ed in egual proporzione diminuisce la suscettività dei ferri trafilati e del ferro « comune ».

Anche in questo caso le minime diminuzioni di suscettività sono presentate dal ferro di Germania (28°); anch' esso però presenta nel campo $H = 0,5$ una diminuzione del 20 % che è molto maggiore di quella (5 %) che presentava nei campi di media intensità

Le suscettività che presentano gli acciaj nei campi deboli è tanto bassa che le sue variazioni non sono valutabili con sicurezza non uscendo esse dai limiti degli errori di osservazione.

Magnetismo residuo. — Le tabelle IV ed VIII dimostrano chiaramente che, non altrimenti di quanto avviene per le stagionature a temperature elevate, anche quella a temperatura ordinaria fa aumentare il valore del magnetismo residuo.

Il valore totale di questo aumento, non si può rilevare dalle esperienze della prima serie, giacchè, per le ragioni già dette (pag. 9), i valori del magnetismo residuo non sono dati che a partire da un' epoca in cui la stagionatura era già di molto inoltrata.

I valori registrati per questa serie nella tabella VIII bastano però a dimostrare che anche dopo una lunga stagionatura il magnetismo residuo continua ancora ad aumentare in modo sensibile. Anche i campioni di controllo (1°) e (2°) ricotti nel maggio 1899 presentarono, due anni e mezzo più tardi, il magnetismo residuo ancora in via di sensibile aumento.

N.°	DEL CAMPIONE		Ima.	Maggio	Luglio	Dicemb.	Febbr.	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Novemb.	Dicemb.	Gennaio	Marzo	Maggio	Giugno	Luglio	Ottobre	Maggio	SERIE
	Mesi		....	0	2	7	10	11	12	13	14	15	19	20	21	23	25	26	27	30	48	
1° [1]	Svedese	Ricotti	430											100		99			102	101	101	I [4]
2° [2]	Best	nel 1899	168											100		101			102	104	105	
3°	Trafilato I		384											100		107			105	116	117	
4°	Trafilato II		213											100		104			100	101	112	
5°	Svedese		350											100		100			104	101	106	
6°	Germania		424											100		106			113	113	117	
7°	Best		229											100		102			105	107	114	
8°	Comune		263											100		100			103	104	110	
9°	Acciajo da triv.		278											100		111			111	109	116	
10°	» ordinario		451											100		100			97	104	100	
11°	» fuso		553											100		88			88	100	99	
12°	Svedese	Rinv.	196											100		101			103	102	105	
13°	Comune	a	264											100		104			108	110	117	
14°	Acciajo	250°	367											100		103			100	100	105	
15°	Svedese	Rinv.	283											100		102			104	98	108	
16°	Comune	a	239											100		102			105	106	111	
17°	Acciajo	200°	446											100		100			96	96	100	
18°	Svedese	Rinv.	294											100		107			104	108	106	
19°	Comune	a	261											100		106			109	107	113	
20°	Acciajo	150°	426											100		97			97	97	100	
21°	Svedese	Rinv.	187											100		101			102	99	107	
22°	Comune	a	233											100		101			106	106	109	
23°	Acciajo	100°	448											100		100			100	96	103	
24°	Svedese		277				100	98	101	105	115	105	116			115			122	126	132	II
25°	Best		552				100	95	110	113	149	144	184			177			189	201	215	
26°	Acciajo		226				100	97	104	109	106	102	92			93			94	95	94	
27°	German. ricotto [3]		560											100	100	105	106	106	101	108	116	III
28°	Germania		491											100	98	100	100	102	119	109	114	
29°	Best		548											100	106	108	114	124	141	150	182	
30°	Acciajo		247											100	98	100	100	100	102	96	100	

1) 2) 3) C. S.

4) Le variazioni della I. serie non sono complete perchè contate da un'epoca in cui i campioni in parte stagionati.

Le esperienze della II e della III serie ci permettono di riconoscere l' entità totale dell' aumento di magnetismo residuo a partire dall' epoca della ricottura.

Colla scorta della tabella VIII vediamo che nel ferro Best il magnetismo residuo aumentò di 114 °/₀ del valore iniziale nei 38 mesi di durata delle esperienze della II serie; quello del ferro svedese aumentò nello stesso tempo assai meno, presentando tuttavia un aumento abbastanza sensibile cioè del 32 °/₀.

Nei 28 mesi delle esperienze della III serie il magnetismo residuo nel Best aumentò del 82 °/₀ e quello del ferro di Germania del 14 °/₀.

Il Best presenta quindi, anche rispetto al magnetismo residuo, il massimo grado di variabilità ed il ferro di Germania il minimo.

Dei due acciaj, quello della II serie (acciajo da trivelle) presenta una debole *diminuzione* (5 °/₀) anomalia che farebbe riscontro a quella della sua suscettività la quale, col tempo, aumenta invece che diminuire, e quello della III serie (acciajo ordinario) non mutò sensibilmente.

In generale sembra che il magnetismo residuo varii per un tempo più lungo che la suscettività.

Confronti colla stagionatura a temperature elevate. — Sarà utile infine confrontare gli effetti della stagionatura alla temperatura ordinaria con quelli alle temperature elevate; a tal uopo raccolgo nella tabella IX, pei campioni Best, svedese ed acciajo da trivelle, i valori delle suscettività per $H = 40$, $H = 5{,}0$ ed $H = 0{,}5$ e quelli del magnetismo rimanente $I_r : I_{max}$ che i campioni studiati presentarono dopo ricotti ed alla fine delle singole stagionature a temperature elevate, quali risultano dall' ultima mia memoria [l. c. [2])], insieme ai valori corrispondenti che i tre campioni analoghi presentarono alla fine della stagionatura a temperatura ordinaria.

Sotto la colonna intitolata « Stato primitivo » della stessa tabella metto i valori dedotti da altre determinazioni, di cui non ho ancora avuto occasione di far cenno, fatte sui singoli campioni nello stato in cui mi erano pervenuti dai fornitori,

determinazioni che ho sempre avuto cura di fare prima di sottoporre un nuovo campione alla prima ricottura.

TABELLA IX.

	Ricotti	Dopo stagionati a									Stato primitivo
		360°	180°	159°	131°	100°	80°	62°	46°	Temp. ordin.	
BEST											
Suscett. H = 40	27,7	27,2	27,1	26,6	26,7	27,0	26,8	27,2	27,1	27,0	27,1
Suscett. H = 5	78,0	70,4	65,2	48,2	37,6	38,0	40,8	44,4	50,8	60,6	57,2
Suscett. H = 0,5	32,0	32,6	19,7	8,0	12,0	9,0	8,0	8,0	10,0	13,6	16,0
Magnet. residuo	0,17	0,43	0,45	0,47	0,57	0,48	0,49	0,46	0,41	0,34	0,39
SVEDESE											
Suscett. H = 40	27,7	27,0	27,1	26,5	26,7	27,3	27,2	27,0	27,1	27,2	27,0
Suscett. H = 5	82,2	74,3	63,0	60,2	57,2	53,0	53,6	58,2	63,6	68,4	62,8
Suscett. H = 0,5	28,4	15,9	14,2	14,0	8,0	9,0	10,0	8,0	14,0	14,6	14,0
Magnet. residuo	0,34	0,50	0,51	0,53	0,53	0,54	0,54	0,52	0,49	0,48	0,48
ACCIAJO											
Suscett. H = 40	25,4	24,7	24,6	24,2	24,2	24,8	25,0	25,0	24,9	25,0	25,2
Suscett. H = 5	40,4	38,0	31,2	29,4	24,4	29,0	34,2	37,8	34,6	42,6	27,4
Suscett. H = 0,5	16,8	14,9	15,2	14,0	15,0	14,0	16,0	16,0	16,0	17,0	12,0
Magnet. residuo	0,48	0,45	0,44	0,44	0,46	0,49	0,49	0,47	0,47	0,42	0,46

Da questa tabella si osserva che, la diminuzione di suscettività e l' aumento di magnetismo residuo, che presentano il ferro Best e lo svedese in seguito a stagionatura di tre e più anni alla temperatura ordinaria, non raggiungono ancora il grado raggiunto dalle variazioni delle stesse costanti alla fine della stagionatura a 46° (che durò 1062 ore ma il limite delle variazioni era già raggiunto dopo 612 ore) e meno ancora quello che si raggiunsero colle stagionature a temperature più elevate.

Questo risultato è in armonia, secondo la legge di continuità, con quelli forniti dalle esperienze di stagionatura a temperature elevate. In queste esperienze infatti, come rilevasi dalla stessa tabella IX, le variazioni delle costanti magnetiche colla stagionatura presentarono un massimo di intensità nella stagionatura a 131° e diminuirono poi di mano in mano che la temperatura di stagionatura scemò fino ai 46°; era naturale quindi di attendersi, come infatti si ottennero, delle variazioni ancora minori alla temperatura ordinaria.

Osserviamo finalmente che i valori che presentavano le costanti dei campioni allo « stato primitivo » sono ben poco dissimili da quelli che presentarono dopo la stagionatura di più anni alla temperatura ordinaria.

Questo fatto è in accordo colla presumibile storia dei campioni precedente all'acquisto. Nelle ferriere essi subirono la lavorazione al calor rosso che equivale alla ricottura; e questa sussegui un lungo periodo di riposo, durante il quale le loro qualità magnetiche si modificarono profondamente, riducendosi alle condizioni di campioni lungamente stagionati alla temperatura ordinaria, condizioni nelle quali si manifestarono appunto al primo esame.

La successiva ricottura non fece che modificare temporaneamente, per quanto profondamente, le loro qualità magnetiche, che il riposo ricondusse lentamente allo stato primitivo, che è quello stabile alla temperatura ordinaria.

Il campione di acciajo non presenta l' identità fra le condizioni iniziali e le finali. È probabile che allo stato primitivo fosse alquanto temperato.

Conclusioni.

Conchiudendo potremo dire che la stagionatura alla temperatura ordinaria del ferro ricotto produce delle lente modificazioni nelle sue qualità magnetiche, nello stesso senso di quelle prodotte della stagionatura a temperature elevate; cioè col tempo la suscettività decresce ed il magnetismo residuo aumenta, e di conseguenza aumentano pure la forza coercitiva e l' isteresi.

Anche in questo caso, le massime diminuzioni relative di suscettività si hanno nei campi deboli (nei quali raggiunsero fino il 63 °/₀ del valore della suscettività iniziale (Best)); esse vanno attenuandosl coll' aumentare dell' intensità del campo fino a rendersi insensibili nei campi piuttosto intensi (35-40 unità).

La variabilità è differente a seconda delle qualità di ferro; fra quelle esperimentate, il Best presentò le variazioni più forti, il ferro di Germania le più deboli.

La stagionatura a temperature elevate non elimina la variabilità alla temperatura ordinaria.

Gli acciaj ricotti pare presentino col tempo un aumento di suscettività invece che una diminuzione.

Le suddette variazioni alla temperatura ordinaria sono meno sensibili di quelle prodotte dalle stagionature a temperature più elevate, in armonia colla legge precedentemente trovata secondo la quale, a partire da una certa temperatura, (131° circa) le variazioni prodotte dalla stagionatura sulle costanti magnetiche decrescono coll'abbassarsi della temperatura di stagionatura.

Col diminuire di tal temperatura aumenta invece rapidamente il tempo necessario al raggiungimento dello stato di stabilità. Questo tempo, nelle condizioni delle mie esperienze alla temperatura ordinaria si può valutare dai 2 ai 3 anni, e pare sia raggiunta più presto la costanza della suscettività che non quella del magnetismo residuo.

I campioni che ordinariamente si acquistano dai fornitori, possono considerarsi nelle condizioni di campioni ricotti e lungamente stagionati alla temperatura ordinaria. La ricottura migliora di molto le loro qualità magnetiche, aumentando la suscettività e diminuendo il magnetismo residuo e l' isteresi, ma il miglioramento non è che passeggero, poichè il riposo riconduce le qualità magnetiche alle condizioni primitive, che sono le sole stabili alla temperatura ordinaria.

Istituto Fisico della R. Università di Sassari.
Giugno 1904.

SULLA DISPERSIONE DELLA ELETTRICITÀ DA METALLI DIVERSI.

Nota di A. NACCARI.

R. J. Strutt, Mac Lennan e Burton ed altri mostrarono che anche i metalli comuni hanno un certo grado di radioattività. Nelle loro esperienze un corpo ch' era sempre lo stesso perdeva elettricità in uno spazio, le cui pareti erano successivamente costituite da metalli diversi. Si misurava la quantità di elettricità che dal corpo conduttore passava alle pareti e se ne deduceva la conducibilità dell'aria.

Nell' esperienze, che qui descrivo, l' elettricità si disperdeva invece successivamente da metalli diversi in uno spazio, le cui pareti erano sempre le stesse e si misurava la diminuzione del potenziale che avveniva in un dato tempo.

Evidentemente la diversa radioattività dei conduttori elettrizzati deve far sì che la dispersione avvenga con diversa rapidità. Ma forse nel secondo modo di sperimentare può farsi più facilmente palese, ove esista, l' influenza della natura del metallo sugli ipotetici corpuscoli elettrizzati che se ne staccano o che s'accostano ad esso.

Mi parve poi che in generale la radioattività dei metalli comuni meritasse d' essere studiata con qualche ampiezza.

Un tale studio richiede molte esperienze perchè gli effetti da osservarsi son piccoli e perchè d' uno stesso metallo conviene esaminare molti saggi diversi. Pubblico l' esperienze fatte finora, benchè altre ne occorrano a compiere lo studio, perchè sono costretto a sospenderle per qualche tempo.

Il modo di sperimentare era questo. Un elettrometro dell' Exner, sostenuto da una colonnina di ottone, stava sotto una campana di vetro. Questa appoggiava il suo orlo inferiore sopra un disco di metallo e aveva in alto un foro, che si poteva chiudere con un tappo di vetro smerigliato. L' asticina, che porta le fogliette dell' elettroscopio, termina in alto con

un cilindro cavo. In questo s' inserì la base d' un cilindretto di rame che a mezzo centimetro dalla estremità superiore portava un dischetto orizzontale. Questo serviva per appoggiarvi i dischi dei diversi metalli che avevano un foro nel centro, per il quale doveva passare l' estremità superiore del cilindretto di rame. I dischi avevano il diametro di dieci centimetri e avevano tutti presso a poco la stessa grossezza.

La graduazione dell' elettroscopio si fece col mezzo d'una pila Leclanché di 110 coppie. Con parte di questa si scaricavano i dischi.

La divergenza delle fogliette si osservava col mezzo d'uno dei soliti cannocchiali da letture collocato a circa un metro di distanza.

Caricato il disco in modo che la divergenza fosse fra 17 e 20 parti, il che corrispondeva ad un potenziale compreso fra 110 e 120 V., si chiudeva la campana e si lasciava l'apparecchio a se stesso per un tempo, che per lo più non eccedeva quattro ore e non era minore di due. Si osservava poi la deviazione finale e si calcolava la quantità

$$K = \frac{1}{t} \log \frac{V_0}{V_1}$$

dove V_0 è il potenziale iniziale, V_1 è il finale e t è la durata dell' esperienza.

Essendo sempre eguali le altre condizioni, K deve dipendere dalla conducibilità dell' aria e dalle forze che agiscono per attirare la elettricità sul metallo o per allontanarla da esso.

Si fecero parecchie esperienze per ciascun metallo, prendendone anche più saggi, e, siccome nel cambiare i dischi, era necessario cambiare l' aria che stava sotto la campana, s' ebbe cura di tener sempre chiusa la stanza e di alternare l' esperienze fatte con un metallo con quelle fatte con un altro.

Esperienze speciali furono eseguite per misurare la perdita di elettricità che avveniva nell' elettroscopio solo, privo dei dischi, e si trovò così piccola da poterne trascurare l' effetto nell' esperienze con i dischi.

Confrontando lo zinco col piombo e usando cariche positive, si trovò

Pb	0,000349
Zn	284
Pb	341
Zn	299
Pb	345
Zn	316
Pb	369

Questi valori di K furono calcolati prendendo il minuto primo per unità di tempo e i logaritmi ordinari.

Ciascuno dei numeri qui riportati è la media d'una serie di sei o sette esperienze fatte tutte nelle stesse condizioni.

Prendendo la media di tutti i valori di K spettanti al piombo e di tutti quelli spettanti allo zinco si trova

Pb	0,000351
Zn	0,000300

È da notarsi che la ionizzazione osservata nel caso dello zinco non va attribuita che in parte allo zinco stesso. L'aria può aver già un certo grado di conducibilità.

Gli sperimentatori sopra citati hanno anche dimostrato che possono contribuire a rendere conduttrice l'aria chiusa delle variazioni che provengono dall'esterno. La radioattività del piombo rispetto a quella dello zinco appare quindi notevolmente maggiore, il che è conforme a ciò che fu osservato da altri e alle proprietà di certi composti di quel metallo. Esperienze ulteriori serviranno a mostrare qual parte della dispersione osservata nel caso dello zinco vada veramente attribuita al metallo.

Cambiato il segno della carica, si trovò

Zn	0,000361
Pb	384
Zn	377
Pb	405
Zn	370

e prendendo le medie di questi numeri, si ha

Zn	0,000369
Pb	0,000394

L'aumento di dispersione prodotto con la sostituzione del piombo allo zinco parrebbe più grande nel caso della carica positiva, ma per verificare la cosa è necessario un maggior numero di esperienze.

Simili confronti feci tra zinco e alluminio, tra zinco e zinco amalgamato, tra zinco e latta, tra zinco e rame, tra zinco e stagnola.

Ne riferisco i risultati qui sotto, notando che il numero dell'esperienze non fu così grande come per il confronto tra zinco e piombo.

Zn	0,000316
Al	0,000314
Zn	0,000330
Zn Hg	0,000320
Zn	0,000351
Latta	0,000355

Anche il rame mi diede un valore di K pressochè eguale a quello dato dallo zinco. In tutti questi confronti le cariche erano positive.

Notevole è il risultato ottenuto con un disco di grossa stagnola confrontato anch'esso con lo zinco e con cariche negative.

Zn	0,000370
Stagnola	0,000522

Ho anche fatto dell'esperienze sull'influenza delle radiazioni solari. Con lo zinco e con l'elettricità positiva non osservai effetto sensibile.

Invece con disco di rame o di piombo caricato positivamente parrebbe minore la dispersione quando il disco metallico è illuminato dal sole. Ma prima di giungere a tale conclusione occorre la conferma d'un maggior numero di esperienze.

Torino, 25 Luglio 1904.

RICERCHE ED ESPERIENZE DI TELEFONIA ELETTRICA SENZA FILO.

Nota del Prof. Ing. QUIRINO MAJORANA [1]).

Subito dopo l'invenzione della telegrafia elettrica senza filo era naturale che il desiderio di poter trasmettere anche la parola, mediante l'uso di rapide perturbazioni od oscillazioni elettriche, si facesse sentire.

Il problema si presentava abbastanza seducente anche perchè l'apparato ricevente di un possibile *telefono elettrico senza filo*, non doveva essere più studiato; il rivelatore o detector magnetico di Marconi, o i coherer ad autodecoesione, molto probabilmente si sarebbero prestati a riprodurre i suoni o le parole trasmessi mediante onde elettromagnetiche di variabile intensità.

Molte volte fu annunziato dalla stampa, la realizzazione di un simile dispositivo, ma a me non consta che serie esperienze siano state sinora eseguite, seguendo il concetto su esposto.

Chi comincia a studiare questo problema, crede forse alla necessità di produrre *onde elettromagnetiche persistenti*, di lunghezza paragonabile a quelle adoperate in telegrafia senza filo. È perciò che taluno ha proposto di servirsi delle rapide oscillazioni date da un arco cantante, cercando di aggiungere al circuito vibrante di esso altro circuito aperto destinato a disperdere energia nel libero spazio, e nel suolo. Ma la piccolezza dell'energia disponibile nel circuito Duddel (anche se questo è posto in vibrazione dalla lampada Hewitt), dipendente principalmente dalle piccole differenze di potenziale in giuoco, non credo abbia permesso risultati pratici. È dunque difficile sperare, allo stato attuale della scienza, la realizzazione di un telefono senza filo a mezzo di onde elettromagnetiche persistenti di grande lunghezza.

1) L'Elettricista. Fascicolo 15 Luglio 1904.

Da più di un anno ho preso a studiare il problema, scartando sin dal principio tale via, e riassumo per ora i risultati principali delle mie esperienze, riservandomi, non appena mi sarà possibile, di fornire più ampie spiegazioni su di essi. Ecco intanto il principio su cui si basano le attuali ricerche. Tra le palline di un conveniente spinterometro, scocchi una serie di scintille ininterrottamente. Una delle palline è unita al suolo, l'altra con una antenna irradiante. Abbiamo così realizzata una stazione Marconi del tipo più primitivo.

Ad una certa distanza, un detector magnetico, fornito anch'esso di antenna e di comunicazione col suolo, permette di ascoltare il rapido succedersi delle scintille, con tutte le particolarità. Si acceleri la produzione delle scintille alla stazione trasmittente; al rivelatore finiremo per avere la percezione del suono corrispondente alla frequenza di quelle scintille. Che realmente il detector possa seguire anche lo svolgersi di suoni relativamente alti, possiamo convincercene subito, montando così la stazione trasmittente. Un corista elettromagnetico in azione, è connesso, sul tratto della piccola scintilla dovuta all'extracorrente di apertura della sua bobina, con un'antenna di qualche metro posta fuori della finestra e colla tubulatura del gas. Orbene un detector posto anche alla distanza di alcune stanze o piani dell'edificio in cui si sperimenta, permette di ascoltare la esatta riproduzione del suono del corista, qualunque ne sia l'altezza.

Mediante uno dei metodi che sono descritti in seguito, accresciamo il numero delle scintille nell'unità di tempo al di là del limite permesso con l'uso del corista elettromagnetico. Quando quel numero è di circa 10000 a 1", non si sente più al detector il fischio o sibilo corrispondente all'altezza considerata, ma solo un crepitio irregolare dovuto a qualche scintilla più o meno intensa delle altre. La spiegazione di tal fatto può essere la seguente: o la depressione elementare del ciclo di isteresi del ferro del detector, dovuta a ciascuna scintilla, provoca correnti indotte nel circuito telefonico troppo deboli, o il telefono, a causa della sua inerzia elettrica e meccanica, è incapace di seguire vibrazioni così rapide.

È noto ora che la parola articolata, è accompagnata talvolta da suoni o sibili il cui periodo può essere anche di $^1|_{15000}$ di 1"; ma queste delicatissime sfumature della voce umana non arrivano al ricevitore di un ordinario apparato telefonico; tanto ciò è vero, che la lettera *s* non viene mai percepita. Ciò non toglie che la riproduzione telefonica della viva voce sia praticamente perfetta. Diremo dunque che tutti quei congegni destinati alla trasmissione o riproduzione indiretta della parola (telefono, fotofono, fonografo, ecc.) danno risultati pratici soddisfacenti, pur non essendo impressionati dalle sfumature acustiche inferiori a $^1|_{10000}$ di 1" circa.

Ritornando al nostro oscillatore che fornisce 10000 scintille al 1", supponiamo di aver trovato un mezzo per far variare l'intensità o la differenza di potenziale propria di ciascuna scintilla. Supponiamo, p. e., di poter raccorciare od allungare a volontà la distanza delle palline dello spinterometro, lasciando inalterato il numero delle scintille nell'unità di tempo. Questi raccorciamenti e allungamenti successivi sieno causati da una vibrazione sonora che investe un congegno collegato con una delle palline dello spinterometro; l'altra pallina rimanga rigorosamente ferma.

Esaminando con uno specchio, girante intorno ad un asse parallelo alle scintille, la rapida successione delle scariche, potremo allora vedere questo succedersi con i loro estremi appoggiati anzichè su due rette parallele, su una retta (pallina ferma), e una linea sinuosa (pallina mobile) raffigurante la vibrazione sonora. È chiaro che l'antenna, sotto l'azione di queste scariche di variabile intensità, irradia nello spazio energia, che, fra gli altri, ha anche il *periodo* del suono prodotto davanti lo spinterometro. Il detector riproduce allora questo suono, ed è da sperare che anche la parola articolata possa venire trasmessa.

Seguendo dunque quest'ordine di idee, si tratta di risolvere successivamente due distinti problemi: *generare* la rapida successione di scintille; *modularne* indi la intensità od altro carattere, in guisa che l'energia irradiata oscilli anche col periodo e coll'ampiezza dei variabili e complicati suoni da trasmettere.

Vari modi di produzione delle scintille.

a) Una macchina elettrostatica a 38 dischi capace di fornire in ogni istante una notevole quantità di elettricità è posta in comunicazione con lo spinterometro unito all'antenna e alla terra. L'antenna si protende nell'aria libera per circa 10 metri al disopra dell'edificio. Le palline dello spinterometro sono di circa 1 cm. di diametro, la loro distanza 2 mm. Si ha così una serie di scintille colla frequenza massima $^1|_{3000}$ di 1".

b) Un rocchetto di induzione, capace di dare 15 cm. di scintilla è fornito di speciale interruttore a mercurio. Questo liquido viene, per forza centrifuga, lanciato da un braccio girante su di una periferia orizzontale sulla quale sono disposti 40 bicchierini di vetro, traversati al fondo da conduttori rilegati insieme. Il mercurio riempie i bicchieri, e la corrente è chiusa quando il getto entra in un bicchiere, interrotta fra un bicchiere e il successivo. Si arriva così a circa 4000 interruzioni al 1". Se si dispone di corrente diretta a 150 volt, si possono avere scintille paragonabili per intensità a quelle ottenute in *a)*; si ha il vantaggio della maggior frequenza.

c) Un interruttore di Wehnelt a diaframma forato, è stato costruito con diaframma di porcellana con un foro di 0,6 mm. Adoperando lo stesso rocchetto e la stessa corrente primaria che in *b)*, si ha una frequenza di 3 a 4000 scintille a 1"; ma la loro lunghezza scende al disotto del millimetro per l'aggiunta della capacità dell'antenna e della terra.

d) Era mio intendimento sperimentare anche con un alternatore Tesla ad alta frequenza; ne ho commissionato uno all'Ing. Santarelli di Firenze; ma non ho avuto ancora il tempo di servirmene.

e) Il primario di un rocchetto di 40 cm. di scintilla, è traversato dalla corrente alternata di città a 40 periodi completi per 1" (diff. massima di potenziale 50 volt). — Il secondario è congiunto al solito spinterometro. Per intensità al primario inferiore agli 8 ampère, tenendo le palline dello spinterometro a 3 mm. di distanza, si ha una serie di scintille

che ripetono marcatamente il suono della corrente alternata; e per ciascun periodo si hanno parecchie scintille. Il numero di queste va crescendo con l'intensità al primario.

Se si va al di là degli 8-ampère, le scintille si fondono insieme o quasi, non essendo più possibile scinderle allo specchio girante.

Ciò è conseguenza della notevole quantità di calore svolta nella scarica; l'aria resta permanentemente conduttrice, anche per la presenza di vapori metallici e le masse elettriche si neutralizzano prima che abbiano raggiunto la differenza di potenziale necessario per il passaggio delle scintille a freddo. Ma se si soffia violentemente sul tratto di scintilla, si osserva nuovamente la scissione delle scariche allo specchio girante. Queste sono notevolmente aumentate di numero nell'unità di tempo e quando l'intensità al primario è di circa 24 ampère, per ogni semiperiodo della corrente alternata passano più di 100 scintille. È ovvio che tal numero dipende oltre che dalla intensità al primario, dalla capacità della antenna e dalla lunghezza del tratto di scintilla. Ma è interessante avvertire che le scintille si susseguono con una certa regolarità, e quasi con equidistanza; meno che al passaggio da un semiperiodo al successivo; qui si ha solo una interruzione nel fenomeno luminoso che, per le condizioni suaccennate, oscilla $^1|_{500}$ a $^1|_{1000}$ di 1",

È conseguenza di questo speciale modo di succedersi delle scariche che, chi sta vicino allo spinterometro, sente appena il basso suono della corrente alternata, mentre è notevolissimo un sibilo, non molto bene definito in altezza che corrisponde alle numerose scariche che avvengono nell'unità di tempo (circa 10000 a 1").

Per soffiare sulle scintille, si adopera indifferentemente, bombole di aria compressa o di anidride carbonica liquida, o vapore acqueo a 2 o 3 atmosfere.

Di questi cinque metodi, (*a*, *b*, *c*, *d*, *e*) quello che ha dato migliori risultati, dipendentemente dalla notevole quantità di energia impiegata è l'ultimo, benchè in principio desse poco affidamento, a causa della presenza del periodo della corrente alternata.

Modulazione delle scintille.

f) Servendoci del dispositivo *a)*, si sostituisca ad uno dei bracci dello spinterometro, un delicato conduttore metallico, capace di vibrare con un'ampiezza notevole. Se esso è legato p. e. ad una delle branche di un corista elettromagnetico, le scintille restano così modulate secondo il suono del corista. È da avvertirsi che quando esse sono più corte sono anche più fitte, restando costante la produzione di elettricità nell'unità di tempo, da parte della macchina elettrica. Ma questa maggiore frequenza non compensa la diminuzione di lunghezza, dal riguardo dell'energia irradiata dall'antenna o raccolta dal detector, giacchè questo restituisce esattamente il suono del corista insieme a quello corrispondente alla frequenza media delle scintille della macchina.

Se il braccio vibrante dello spinterometro viene affidato ad una leva mossa da una membrana vibrante, si può anche trasmettere il robusto suono di una canna d'organo, non la parola, essendo questa incapace di far vibrare sufficientemente la membrana, ed essendo troppo piccolo il numero di 3000 scintille a 1", fornite dalla macchina elettrica. Queste esperienze si possono ripetere servendosi solo di sorgenti elettriche di piccolissima potenza (*a*, *b*, *c*). È perciò impossibile far vibrare con una membrana il braccio dello spinterometro se su questo scoccano le scintille fornite dalla corrente alternata (*e*). Qui, essendo necessario soffiare energicamente, le delicate vibrazioni della leva portata dalla membrana verrebbero impedite.

g) Si può pensare a modulare le scintille servendosi di uno qualunque degli agenti che ne modificano il potenziale esplosivo. Così, per l'azione della luce ultravioletta, proveniente da un arco voltaico, la frequenza delle scintille ottenute con la macchina elettrostatica, aumenta notevolmente. Se la luce ultravioletta è periodica e il suo periodo corrisponde ad un suono, si sente al detector questo suono. L'azione è piuttosto debole, nè si ottengono buoni risultati, facendo variare l'intensità del fascio luminoso per le vibrazioni di una membrana.

h) Ponendo sotto la serie di scintille (*a*, *b*, *c*) una fiamma, il regime del passaggio delle scariche cambia. Se la fiamma pulsa, (fiamma manometrica) si potrebbe sperare nella ripetizione del periodo di essa da parte delle scintille. Una prima prova dà risultato negativo, ma complicando notevolmente la disposizione, con l' adoperare anzichè una, parecchie fiamme manometriche, poste in vibrazione da una sola capsula, si arriva alla riproduzione di qualche suono semplice, non della parola.

i) La connessione tra lo spinterometro e l' antenna è fatta attraverso una spira di filo di rame avvolgente un nucleo di fili di ferro dolce. Una seconda spira più fitta è avvolta su questo, e se in essa si invia una corrente diretta in guisa da magnetizzare il nucleo, il regime delle scintille (*a*, *b*, *c*) varia. Se la corrente magnetizzante è alternata, si ode al detector, debolmente, il suono fondamentale di essa. Esperienze istituite inserendo la seconda spira in un circuito microfonico ordinario non hanno dato risultati apprezzabili.

Tutte le esperienze che seguono sono state istituite servendosi delle scintille ottenute con la corrente alternata (*e*).

l) Si è detto della necessità di soffiare le scintille ottenute come in *e*), quando l' intensità al primario del rocchetto supera un certo limite.

Se si rende il soffio intermittente, l'antenna irradia energia con corrispondente discontinuità; tanto che se il getto gassoso è interrotto periodicamente in guisa da rendere un suono come in una sirena, questo suono è ripetuto marcatamente al detector. L' esperienza riesce bene anche quando la distribuzione dei fori del disco girante che interrompe il getto è fatta con apparente irregolarità, onde sovrapporre più periodi vibratorii. Un accordo musicale di quattro suoni è così trasmesso dall'antenna con assoluta fedeltà.

m) Pensando all'esperienza precedente si è subito indotti a studiare una disposizione, tendente a far variare l'intensità di un getto gassoso sotto l' azione di una membrana vibrante. Delicatissime disposizioni, che spiegherò in pubblicazioni successive, mi hanno permesso di risolvere questo problema. Il getto gassoso pulsa così ripetendo già per suo conto i suoni

prodotti dinanzi alla membrana; e *tale ripetizione è talvolta più intensa dei suoni originali*, specie se si adopera uno di quegli imbuti conici usati nei fonografi. Dirigendo il getto contro le scintille si può ottenere la trasmissione di suoni semplici od accordi. La trasmissione della parola riesce in una guisa deficiente giacchè al detector si intende solo qualcosa di incomprensibile ma che rassomiglia alla voce umana.

Il difetto del metodo sta in ciò: che le scintille subiscono l'azione intermittente del soffio gassoso, ma non ne seguono i passaggi intermedii di intensità.

Esse si sfioccano irregolarmente per un soffio un po' debole, e solo al di là di una certa violenza sono nettamente oscillatorie.

n) Ma il regime del passaggio delle scintille cambia anche se il getto gassoso pulsando, si mantiene sempre al disopra del valore per cui le scariche si sfioccano, senza cioè mai annullarsi. La variabilità della azione sulle scintille è allora dovuta non più alla asportazione dell' atmosfera calda o ricca di vapori metallici del tratto di scintilla, ma al mutevole valore della pressione alla quale le scariche avvengono.

Se dunque manteniamo il getto assai violento, e lo facciamo pulsare senza mai annullarlo, è chiaro che le scintille debbano seguire tutte le sue modalità. Ma per un getto assai violento una membrana vibrante si mostra incapace di agire, specie se vibra sotto l'azione della parola.

Una corrente microfonica di notevole intensità è allora inviata in conveniente trasformatore; la corrente trasformata traversa un circuito leggerissimo ed elastico posto in un intenso campo magnetico; il circuito entra in vibrazione meccanica, ripetendo con grande aumento di ampiezza le vibrazioni della membrana del microfono. Contro una parte del circuito mobile è diretto il getto gassoso, che stavolta può essere molto intenso. Le scintille restano fortemente impressionate dal getto, ma pur troppo vi sono tante trasformazioni in questo complicato meccanismo, che chi ascolta al detector non afferra ancora il senso delle parole pronuziate dinanzi al microfono.

o) Si deve principalmente ricercare la ragione del parziale insuccesso della precedente esperienza, nel periodo proprio

delle vibrazioni meccaniche del circuito mobile nel campo magnetico.

Sostituiamo al circuito solido elastico un getto conduttore di mercurio; esso entra in vibrazione e gli spostamenti sono talvolta assai notevoli. Facciamo scoccare le scintille tra un conduttore fisso e il getto di mercurio, e contemporaneamente soffiamole permanentemente. In conseguenza delle vibrazioni del getto di mercurio, la lunghezza delle scintille è variabile, e se tutto è ben disposto, al detector arriva distintamente qualche parola pronunziata dinanzi al microfono.

Lavorando in questo ordine di idee sono riuscito a perfezionare la indicata disposizione, come risulterà da ulteriori pubblicazioni, tanto che *al detector ho potuto ottenere una esatta e completamente comprensibile riproduzione della parola a mezzo delle pulsazioni elettriche dell'antenna.*

La distanza tra la stazione trasmittente e la ricevente era la massima disponibile nell'edificio in cui si è sperimentato: attraverso tutti i muri dell'Istituto fisico di Roma, la parola era nettamente percepibile.

Notisi che, mentre l'antenna irradiante era posta fuori dell'edificio, potevasi ascoltare nettamente al telefono del detector, stando completamente chiusi nel corpo dell'edificio, come p. e. nelle cantine; l'antenna ricevente era un pezzo di filo di circa 1 metro. Tali condizioni mi permettono di affermare, per la pratica da me già acquistata in fatto di recezioni radiotelegrafiche che qualora si fosse sperimentato all'aria aperta, fornendo il detector di antenna libera simile a quella della stazione trasmittente, *la portata della detta trasmissione telefonica senza filo sarebbe stata indubbiamente di qualche chilometro.*

p) Comunque verrà perfezionata la disposizione precedente, essa non sarà mai scevra da inconvenienti. Principalissimo l'uso di una vena liquida di mercurio, che sotto l'azione della scintilla e di un getto gassoso, restituisce il metallo in uno stato inadatto a successive esperienze. Per cui è mio intendimento risolvere il problema della modulazione delle scintille seguendo altro concetto.

Se allo spinterometro trasmittente, costituito da due rigidi bracci metallici, si sopprime la comunicazione col suolo, o quella con l'antenna, la trasmissione di energia elettromagnetica, a distanza resta quasi completamente impedita. E se si riescisse ad immaginare un artificio capace di far variare la resistenza ohmica di una di quelle due comunicazioni in corrispondenza delle vibrazioni di una membrana, avremmo a nostra disposizione un nuovo mezzo di trasmissione telefonica senza filo. In altri termini occorrerebbe trovare un *microfono* adatto alle modulazioni non di una corrente a basso potenziale, come si fa già ordinariamente nella pratica, ma di scariche a potenziale elevato, per le quali l'incertezza di contatto dei granelli di carbone di uno dei soliti microfoni sarebbe di veruno ostacolo.

È su questa via che sto ora lavorando, e mi preme sin da ora d'accennare che ho ottenuto dei *nuovi tipi di microfono fondati sull'uso di conduttori elettrolitici, che sodisfano ai bisogni della ordinaria telefonia a filo, forse meglio dei microfoni à polvere*. Essi, pel principio su cui si basano, si scostano completamente da quelli già conosciuti, e lasciano sperare di poterci fornire correnti telefoniche ad alta intensità, promettendo così di riuscire utilissimi oltrechè nel nuovo ramo della telefonia senza filo, nell'altro più vecchio e importante della telefonia ordinaria.

Terminerò ricordando che non mi sono per ora curato di studiare la *portata* massima delle descritte esperienze. Come ho detto, credo che essa è attualmente di qualche chilometro, ma è da avvertire che si può notevolmente aumentare l'energia irradiata con l'uso di un trasformatore più razionale di quello che non sia un rocchetto di Ruhmkorff.

Del resto, pur rimanendo sempre dentro distanze più modeste di quelle raggiunte in radiotelegrafia, è ovvio che la radiotelefonia avrà tutti i difetti e tutti i vantaggi della prima. Se il problema della sintonia sarà dunque ben risoluto per la ordinaria telegrafia senza filo avverrà lo stesso per la telefonia. Ed infatti, anche qui si tratta di definire nettamente il periodo proprio di vibrazione elettrica, periodo contenuto più volte dentro il passaggio di una sola scintillina elementare. Ciò può

ottenersi cominciando a sostituire il circuito di scarica finora adoperato, con un sistema capace di oscillare con piccolo smorzamento elettrico. Di un secondo circuito aperto, risuonante col primo, farebbe parte l' antenna e la terra. Nella trasmissione dunque completa occorrerà distinguere:

1° il periodo elettrico delle scintille, dipendente dalla capacità, autoinduzioni, ecc. in giuoco;

2° la frequenza delle scintille, dipendente dalla potenza impiegata al primario del trasformatore, dalla lunghezza delle scintille, dalla violenza del soffio gassoso; dalla capacità elettrica del circuito, e poco dalle altre costanti elettriche;

3° il periodo della corrente alternata; periodo ingombrante, ma che può non nuocere molto alla bontà delle recezioni, specie se si studierà in seguito il modo di rendere il diagramma della corrente alternata impiegata, più brusco nei punti di variazione nulla;

4° il periodo variabile dei suoni o della parola da trasmettere, che è quello che più ci interessa.

Come si vede si tratta di un meccanismo molto complicato, ma i risultati già ottenuti fanno sperare che presto esso possa rendere utili servizi nella pratica.

SULLO SPETTRO D'ASSORBIMENTO ULTRAROSSO DI ALCUNI LIQUIDI ORGANICI,

di M. IKLÉ.

Secondo le ricerche del Sig. Friedel [1]) l'assorbimento dei raggi calorifici oscuri per parte di molti liquidi organici si modifica in un determinato senso, quando a certi gruppi atomici, che fanno parte delle molecole di quei liquidi, si sostituiscono certi altri. L'autore del presente lavoro si era proposto di indagare se quelle modificazioni sono limitate ai raggi di determinate lunghezze d' onda, oppure se esse si manifestano in tutta l' estensione dello spettro.

1) Wied. Ann. 1895, B. 55.

Come sorgente dei raggi si adoperò una lampada a zirconio, la radiazione della quale, dopo essere passata attraverso una fenditura di larghezza variabile, fu distesa in uno spettro reale per mezzo di uno spettrometro costituito da un prisma di fluorite e da due specchi concavi. Lungo lo spettro si spostava una pila termoelettrica lineare, e sul cammino dei raggi, prima del loro ingresso nella fenditura, veniva collocato il liquido assorbente entro una vaschetta chiusa da lastre di fluorite parallele fra di loro ed a faccie parallele. Si adoperarono tre vaschette differenti con uno spessore dello strato liquido assorbente di mm. 9,997, 2,167, 1,007.

L'autore studiò quattro gruppi di liquidi, e cioè: 1° Cloruro di metilene CH_2Cl_2, cloroformio CCl_4, e tetracloruro di carbonio CCl_4; 2° joduro di metilene CH_3J e joduro di metilene CH_2J_2; 3° alcool etilico C_2H_5OH e bromuro d'etile C_2H_5Br; infine 4° alcool etilico C_2H_5OH e joduro d'etile C_2H_5J, i primi tre dei quali sono fra quelli esaminati già dal Friedel.

Come aveva già rilevato il Sig. Puccianti [1]), il fatto che la pila termoelettrica non è rigorosamente lineare e che anche la fenditura dello spettrometro deve avere una certa larghezza, ha per conseguenza che i valori trovati per la diatermaneità, e cioè per il rapporto tra l' intensità della radiazione trasmessa da un liquido e l' intensità ricevuta senza l' interposizione di quest' ultimo, si riferiscono sempre ad un certo intervallo di lunghezza d' onda, e possono sempre variare collo spessore dello strato liquido.

Per avere dei valori confrontabili, i liquidi di ciascun gruppo furono studiati con un medesimo spessore dello strato assorbente. Il campo delle lunghezze d' onda esaminate era compreso tra 884 e 8250 μμ, ed i risultati furono i seguenti:

La sostituzione di un alogeno ad un atomo d' idrogeno oppure ad un gruppo idrossilico ha sempre l' effetto di aumentare la diatermaneità del liquido.

L' andamento della curva, la quale rappresenta la diatermaneità in funzione della lunghezza d' onda, è lo stesso

1) N. Cimento, Vol. 11, 1900; Phys. Ztschr. 1899, Bd. 1, pag. 49-52 e pag. 494-497.

per il prodotto più alogenato come per quello meno alogenato si hanno dei minimi della diatermaneità, i quali avvengono sensibilmente colle stesse lunghezze d' onda nei due prodotti e per le medesime lunghezze d' onda è minimo anche il rapporto tra la diatermaneità del prodotto meno alogenato e quello del prodotto più alogenato, ossia è massima l'influenza dovuta all' introduzione dell' alogeno.

Una eccezione si ha soltanto coi joduri di metile e di metilene; le diatermaneità di queste due sostanze hanno un minimo per una lunghezza d' onda di 4815 μμ, ma la diatermaneità del composto più alogenato è inferiore a quello dell' altro.

L'autore ha anche confrontato le diatermaneità di sostanze isomere, e cioè dell' etere etilico $(C_2H_5)_2O$ e dell'alcool isobutilico C_4H_9OH, e quelle dei cloruri di etilene e di etilidene senza però trovare alcuna regolarità nelle differenze che si riscontrano, per le diverse lunghezze d' onda, tra i valori appartenenti ai due isomeri.

Infine l' autore trovò che anche il bromoformio ed il solfuro di carbonio, al pari della maggior parte delle altre sostanze esaminate, hanno un minimo della diatermaneità per una lunghezza d' onda di 3435 μμ.

Donde l'autore conclude che questo minimo probabilmente dipende dal carbonio stesso, senza che questo, come altri ritenevano, debba essere legato a determinati altri atomi. Un altro minimo si trovò per la maggior parte delle sostanze esaminate con una lunghezza d' onda fra 5 e 5,2 μ.

Invece l'autore non trovò quel minimo che secondo il Sig. Puccianti, si verificherebbe per gli alcoli con una lunghezza d'onda di 2,1 μ.

L' influenza dell'alogenazione sulla diatermaneità potrebbe essere dovuta al fatto che un minimo della diatermaneità si avrà per quei periodi vibratori di cui è suscettibile la molecola della sostanza, e che questo periodo oscillatorio proprio si sposterebbe, secondo il Sig. Martens [1]) nel senso delle lunghezze d' onda maggiori al crescere del peso atomico o mo-

1) Ann. d. Phys. 1901, Bd. 6, p. 615; 1902, Bd. 8, p. 460.

lecolare della sostanza. Infatti l' autore osservò uno spostamento simile per il minimo che presenta la diatermaneità delle sostanze alogenate con lunghezze d'onda superiori a 4 μ.

SULLE PRETESE VARIAZIONI DI PESO IN ALCUNE REAZIONI CHIMICHE,

di ANTONINO LO SURDO [1]).

Il Landolt, in una ben nota serie di esperienze [2]), rilevò fra il peso di una combinazione chimica e la somma dei pesi dei corpi costituenti, delle differenze di qualche decimo di milligrammo, ed espresse il dubbio che le stesse non derivassero totalmente da errori di osservazione.

A. Heydweiller in seguito eseguì, con metodi consimili, delle altre esperienze [3]), particolarmente con reazioni legate a variazioni delle proprietà magnetiche, e concluse col ritenere come accertata una variazione di peso in alcune delle reazioni studiate.

L' opportunità di studiare più accuratamente per la sua importanza questo argomento, indusse il Prof. Salvioni a propormelo come tesi di laurea; a questo lavoro per più di un anno mi sono quasi interamente dedicato.

Sento il dovere di esprimere la mia più viva riconoscenza al Prof. Salvioni, per gli incoraggiamenti e suggerimenti, di cui, durante il lavoro, mi fu prodigo.

Metodo e ordine delle esperienze.

1. Ho scelto come combinazione chimica da studiare quella che, nelle esperienze di Heydweiller, aveva presentato una maggiore variazione di peso, e precisamente quella delle ricerche Ib [4]) fra ferro e soluzione basica di solfato di rame,

1) Lavoro eseguito nell' Istituto fisico della R. Università di Messina.
2) Landolt. Zeitsch. für Physik. Chemie, 1893.
3) A. Heydweiller. Annalen der Physik. vierte folge. Band. 5, 1901.
4) Heydweiller. (Op. citata, pag. 406).

reazione che aveva dato in tre esperienze le seguenti diminu-zioni di peso

mg. 0,217 mg. 0,161 mg. 0,176

per masse in reazione di circa g. 15 di ferro e g. 80 di sol-fato di rame.

Il metodo che mi sono proposto di seguire è, nelle sue linee generali, quello usato da Landolt e Heydweiller.

Il concetto fondamentale di questo metodo consiste nel confrontare i pesi di due recipienti di vetro chiusi, di forma e dimensioni prossimamente eguali, contenenti le sostanze che si studiano, prima e dopo aver prodotto la reazione in uno di essi. E stabilii nel seguente modo l'ordine delle operazioni:

1° Preparazione dei recipienti
2° Confronto dei volumi
3° Determinazione della differenza di peso
4° Reazione in uno dei recipienti
5° Determinazione della differenza di peso
6° Confronto dei volumi
7° Determinazione della differenza di peso
8° Reazione nel secondo recipiente
9° Determinazione della differenza di peso
10° Confronto dei volumi.

Recipienti e loro riempimento.

2. I recipienti adoperati avevano la forma indicata nella fig. 1, ognuno di questi consisteva nei due rami A A', riuniti dal tubo *b*; i tubi *c c'* saldati ad essi servivano per introdurre separatamente le sostanze.

I recipienti vennero costruiti in vetro di Turingia ben omogeneo e piuttosto sottile; la massa di ciascuno di essi era all'incirca di 100 g.

Le dimensioni, pochissimo differenti nei vari recipienti erano:

Diametro dei tubi AA'	circa cm.	4,5
Lunghezza »	»	15,0
Distanza tra i »	»	3,0
Diametro dei tubi *b*, *c*, *c'*	»	1,2

I recipienti, prima di essere adoperati venivano, conforme e indicazioni di Landolt, tenuti immersi per molti giorni

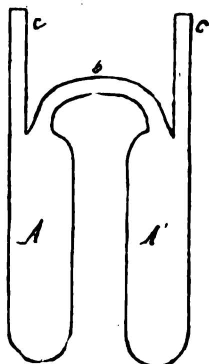


Fig. 1. (1/2 gr. nat.).

ıcido solforico diluito, indi per circa otto ore in acqua la (80°).

Poi si procedeva al riempimento.

Si incominciava con lo scegliere coppie di tubi che diffe- ero non più di qualche cm³, il che con sufficiente approssi- ione si poteva vedere confrontandone le capacità.

Le sostanze adoperate nella reazione furono nella stessa ntità che nelle citate esperienze di Heydweiller, solo che qua adoperata per la soluzione, mentre in quest'ultime era irca g. 150, nelle mie esperienze era di 50 — 100 g. in in modo che il peso totale del recipiente permettesse di agevolmente le pesate idrostatiche.

Il solfato di rame adoperato era ottenuto cristallizzandolo tute volte da soluzione basica; all'acqua poi veniva ag- ta una piccola quantità di idrato di sodio.

Si introducevano, da una parte il solfato di rame e dal- ra la limatura di ferro; indi l'acqua che veniva egual- te distribuita nei due rami. Infine si chiudevano i tubi endone le estremità.

I due recipienti di ogni coppia venivano così riempiti allo o modo, ma si aveva l'avvertenza di rendere più pesante bo di maggiore capacità, per modo da potere poi contem- neamente compensare le differenze di peso e di volume,

con l'aggiunta di un tubicino chiuso, zavorrato con mercuri
e munito di opportuno gancio di platino.

Prima di cominciare le esperienze mi accertavo che i re-
cipienti non presentassero qualche forellino sfuggito all'esam
preliminare. A tale intento pesavo i recipienti prima e dop
averli tenuti per un paio d'ore alla pressione di qualche cm
di mercurio. Con questa prima prova mi assicuravo che no
esistessero fori nella porzione inferiore dei tubi, in contatt
col liquido; procedevo poi ad una seconda prova per esami-
nare la porzione superiore; e a tal fine ripetevo la stess
operazione tenendo però questa volta i recipienti immersi nel
l'acqua.

Queste precauzioni non furono senza utilità, perchè m
condussero a scartare un recipiente ed a ripassarne alla lam
pada altri due.

Confronto dei volumi.

3. Come si disse precedentemente importava per la preci
sione delle pesate che i due recipienti che si confrontavan
avessero lo stesso volume. Ciò si otteneva con l'aggiunta d
un tubicino compensatore, sino a ridurre la differenza di vo
lume inferiore a cm^3 0,05, e la differenza di peso ad alcun
mg. Ciò si raggiungeva con successivi confronti e dopo mol
e pazienti tentativi. Il tubicino (diam. cm. 0,5 — 1,0) veniv
ripiegato in punta, ed a questa si attaccava un filo di platin
ripiegato ad anello, per la sospensione.

I confronti dei volumi si eseguivano con metodo idros
tico; servì una bilancia Collot, gentilmente messa a mia di
sposizione dal Prof. Salvioni. Il modo e le condizioni del
operazioni permettevano di ottenere l'approssimazione di cir
mezzo centesimo di centimetro cubo; approssimazione che s
mai sufficiente.

Determinazione delle differenze di peso.

4. Per tale determinazione fu usata una bilancia Sartori
di questo Istituto, coi bracci lunghi cm. 11,5 e la portata
gr. 1000.

La custodia ha la base di cm. 34 × cm. 55 e l' altezza di cm. 58.

Sull' asse di rotazione del giogo fu applicato uno specchietto per potere osservare le oscillazioni col metodo di Poggendorf, e nel mio caso rimasi assai soddisfatto di tale disposizione, nonostante le osservazioni fatte in contrario da Heydweiller.

La Sartorius fu oggetto di un minuzioso studio preliminare, che si prolungò per parecchi mesi, in gran parte fatto di notte, per decidere sul locale più adatto, sul grado di sensibilità più conveniente, e per investigare le cause d' errore scegliendo le condizioni atte a renderne minima l' influenza.

Il locale scelto fu una stanza dell' Istituto fisico posta a pianterreno, con muri grossi lontani da strade e non soggetti a scosse. La temperatura all' interno non subiva che molto lente oscillazioni.

In quanto alla sensibilità lo studio fatto mi condusse ad adottarne una non molto esagerata, tuttavia superiore di molto a quella di Heydweiller. Stimai conveniente nelle mie condizioni una sensibilità corrispondente allo spostamento per mg. di 20—30 divisioni della scala, delle quali potevasi senza difficoltà apprezzare il decimo, trovandosi la scala ad una distanza dallo specchio di circa m. 1,30.

Principali cause d'errore.

5. a) *Ineguali variazioni della temperatura dei bracci durante una pesata.*

Questa è una delle cause d' errore più frequenti ed aventi effetti cospicui.

È evidente che ciò che idealmente si vorrebbe raggiungere, sarebbe la costante eguaglianza della temperatura dei due bracci. Invece, per le non simmetriche condizioni di irraggiamento e per cause esterne che sarebbe impossibile determinare esattamente e quindi eliminare, ha luogo nel giogo un flusso di calore per cui si stabilisce una specie di equilibrio termico con un certo dislivello di temperatura nei due bracci. Ciò che influisce in particolare come causa d' errore non è

l'ammontare di questo dislivello, quando questo si mantiene costante, perchè ciò modifica la lunghezza dei bracci senza modificarne il rapporto. Una variazione invece in questa differenza di temperatura ha un'azione cospicua; per esempio basta una variazione di $^{1}/_{100}$ di grado per portare un errore di circa mg. 0,07 nella determinazione di una massa di g. 400.

È pertanto sovratutto necessario il procurare di impedire tale variazione, modificando il meno possibile le condizioni di irraggiamento dei corpi circondanti la bilancia e astenendosi completamente di introdurre altri corpi nella custodia durante le determinazioni.

Le numerose esperienze preliminari mi indussero a tenere le seguenti precauzioni:

1) Lavorare con poca luce diffusa nella stanza, appena sufficiente per potere, senza difficoltà, fare le operazioni delle pesate.

2) Non adoperare schermi circondanti la custodia, schermi che si dovrebbero spostare ed allontanare temporaneamente durante le misure.

3) Non usare lampade, nè tenere nella stanza altre sorgenti di calore, e adoperare piuttosto a fare stabilmente prendere alla stanza, prima di incominciare le pesate una temperatura non molto diversa da quella dell'esterno.

4) Tenersi non molto vicino alla custodia.

Il calore irraggiato dal corpo dell'osservatore non produceva effetto sensibile, sinchè questi si manteneva al cannocchiale; non così se si avvicinava alla bilancia: quando ciò si rendeva necessario, si lasciavano passare alcuni minuti prima di incominciare le osservazioni.

Stante la posizione e la grossezza dei muri della stanza riusciva facile all'interno, mantenere quasi costante la temperatura. Durante un'ora variava al più 0,1°.

b) *Scosse alla bilancia.*

Come ho già osservato, per le favorevoli condizioni della stanza, disturbi di questo genere non intervennero sensibilmente.

c) *Influenza delle variazioni della densità dell' aria.*

Essendo la differenza di volume fra i due tubi che si confrontano al massimo cm³ 0,023 (Esperienze 3ª e 4ª), l'effetto della densità dell' aria è trascurabile. Infatti, supponendo per es. che durante un' esperienza (20 giorni circa) la temperatura aumentasse di 10° e la pressione diminuisse di 10 cm., la variazione della spinta sarebbe mg. 0,004.

d) *Variazione di volume dei recipienti.*

Durante la reazione i recipienti sono soggetti ad elevamenti nella temperatura, e a variazioni di pressione interna; le quali possono dar luogo a variazioni di volume. Mi parve perciò indispensabile determinare la differenza dei volumi anche dopo la reazione. Riservandomi di discutere se le variazioni osservate sieno reali e rientrino negli errori stessi di misura, qui osserverò che esse ammontarono al più a cm³ 0,011 (1ª esperienza) per cui la variazione della spinta risulterebbe al massimo di mg. 0,013.

e) *Umidità condensata sul vetro.*

Per questa causa d' errore abbastanza notevole presi le seguenti precauzioni:

1) Trattai i recipienti, come s' è detto, secondo le indicazioni di Landolt, con acido solforico ed acqua calda, per diminuire la quantità d'alcali contenuto negli strati superficiali del vetro e attenuarne quindi il potere igroscopico.

2) Procurai che l' elevamento di temperatura, prodotto nella reazione, non fosse che di qualche grado; perciò bastava eseguire la reazione a poco a poco, impiegandovi dieci ore almeno.

3) L' aria dentro la custodia era mantenuta costantemente secca.

Un apposito meccanismo, del quale dirò in seguito, permetteva di compiere sia le pesate, che la reazione, senza mai aprire la custodia.

f) *Moti convettivi dell' aria dovuti al riscaldamento dei tubi.*

L' Heydweiller maneggiava i tubi con le mani rivestite da guanti, ciò se evita in parte l' influenza dell' umidità non diminuisce che di poco il riscaldamento dei tubi; il che può dar luogo durante le misure a correnti convettive che alterano in modo notevole i risultati.

Questa causa d' errore fu da me completamente eliminata, poichè i recipienti, con la disposizione da me impiegata (§ 6), venivano manovrati per mezzo di ganci speculari d'argento.

g) *Variazione di peso dei tubi per corpi estranei.*

Questi corpi estranei avrebbero potuto essere o trasportati dall' aria, e questi non erano a temersi restando i recipienti dentro la custodia chiusa; oppure depositati per contatto, come p. es. ossidi metallici, peli dei pennelli spolveratori, ecc.

E anche questi non erano da temersi per la disposizione sopra ricordata.

Disposizione per la manovra dei recipienti.

6. Ho fatto costruire ed adattare alla bilancia, degli apparecchi aventi lo scopo già accennato, e cioè di eseguire senza aprire la custodia:

a) gli scambi delle cariche e il trasporto dei pesi,

b) la reazione.

Anzitutto il vetro anteriore della custodia fu sostituito con un altro vetro un po' più grosso, munito di 3 fori; i due laterali (diam. cm. 3,5) si trovano quasi di fronte e poco più in basso delle estremità del giogo.

A ciascuno di questi due fori venne adattata una ghiera (fig. 2). Questa era fissata a tenuta al vetro mediante l'anello A e il caucciù interposto C.

Anteriormente portava parimenti a tenuta un disco di cuoio D fissato per mezzo dell'anello a vite B. Questo disco

ı alla sua volta nel centro O un piccolo foro entro il quale ıssa sfregando a tenuta un' asta di ottone (grossezza cm. 0,4:

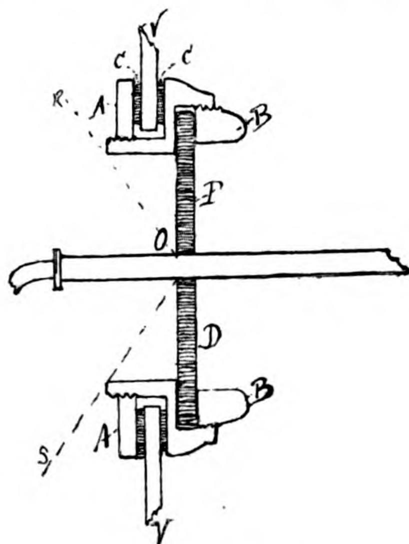


Fig. 2. (Gr. nat.).

ınghezza cm. 25), munita di un manico verso l' esterno, e erso l' interno di un gancio d' argento di forma opportuna.

È evidente che stante la flessibilità del cuoio, l'asta così ıstenuta può liberamente muoversi entro l'angolo R O S.

Una ghiera consimile (fig. 3) è adattata al foro centrale,

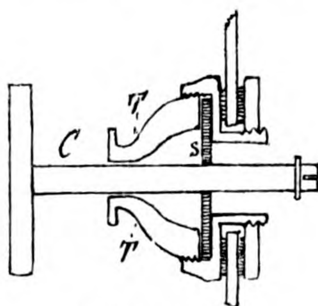


Fig. 3. (Gr. nat.).

ıa questa invece dell' asta, porta una chiave C, che è guidata a un tubo T, fissato all' anello che stringe il cuoio.

Davanti alla bilancia, qualche centimetro al disotto del tetto della custodia venne collocata una vite *v v* (vedi fig. 4,

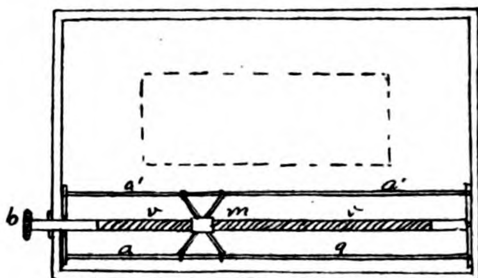


Fig. 4. ($^1/_{10}$ gr. nat.).

in cui la custodia è vista dall'alto) a lungo passo (cm. 4), questa vite si può far girare dall'esterno mediante un bottone *b*.

Parallelamente e alla stessa distanza dalla vite vennero fissate alla stessa altezza le due guide *a a'*.

Alla vite *v* è adattato un carrello formato da una madrevite *m* (vedi anche fig. 5) e da quattro aste di ottone (gross.

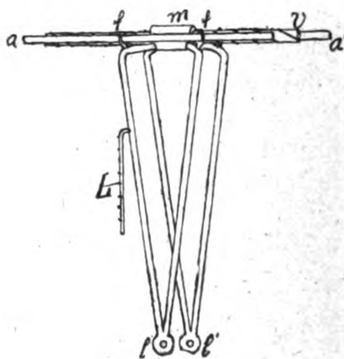


Fig. 5.

cm. 0,5) connesse alla *m*, e che si dipartono da essa orizzontalmente nella direzione delle diagonali di un rettangolo avente il centro su *m*; prima di incontrare le guide *a a'*, si ripiegano in basso portando, saldati ai gomiti, degli anelli *f* entro cui passano le guide *a a'*.

Le aste scendono a due a due nei piani verticali passanti rispettivamente per *a* e *a'*, e si riuniscono in basso a forma di V in due cuscinetti *l l'*.

I cuscinetti *l l'* sostengono un asse S, al quale sono attaccati tre ganci G G' G" di argento. La posizione e la forma di questi ganci si rileva dalle fig. 6 e 7, delle quali la prima li rappresenta in un piano normale all'asse S (verticale), e la

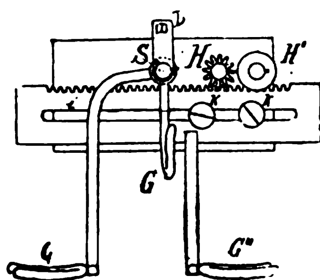


Fig. 6. (1/2 gr. nat).

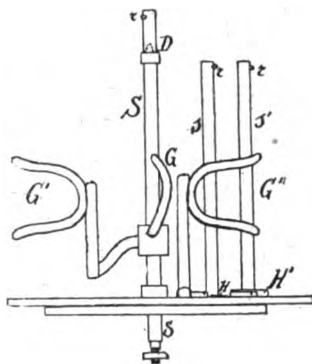


Fig. 7. (1/2 gr. nat.).

seconda li rappresenta, dal disotto, in un piano parallelo all'asse. I ganci G e G' sono fissi, ma G" è fissato ad una cremagliera mobile in tal guisa, da poterlo avvicinare o allontanare a G'; la cremagliera è spostabile per mezzo di un rocchetto H, e una vite H' serve a fissarla nella posizione voluta.

L'asse S porta un dente D che adattandosi internamente al vertice del V sostenente il cuscinetto *l*, lo mantiene col gancio G verticale: così anche il rocchetto H, la vite H', e l'asse S si trovano all'altezza della chiave del foro centrale.

Girando il bottone *b*, il carrello viene a spostarsi in un senso o nell'altro e quindi è evidente che si può presentare davanti alla chiave o l'asse S, o l'asticella *s* connessa ad H, o anche l'asticella *s'* connessa ad H'. La chiave, essendo munita di spaccatura, avanzata opportunamente ingrana le trafitte *r* dei tre assi i quali possono così farsi ruotare dall'esterno. Per l'asse S però, prima di girare la chiave, bisogna con questa esercitare una debole pressione in avanti, che spostando

il cuscinetto *l* contro la forza elastica delle asticelle che lo sostengono ci permette di svincolare il dente D.

Con questa disposizione il recipiente nel quale si vuole far avvenire la reazione può essere solidamente afferrato dai tre ganci e poi inclinato a piacere.

I piatti della bilancia furono sostituiti con due sostegni di argento. Ognuno di essi è essenzialmente formato da un doppio gancio per appendervi uno dei recipienti, e lateralmente porta due asticine.

Dei piccoli ganci per appendere i pesi in forma di cavaliere ed anello, furono posti sia su queste asticine, sia sul pezzo L attaccato al carrello (fig. 5).

7. Per le pesate mi sono costruito una serie di piccoli pesi, confrontati con grande approssimazione, e aventi forma e dimensioni convenienti, in modo da poterli distinguere l'uno dall'altro a distanza, e poterli maneggiare mediante uncini dall'esterno con poca luce e senza avvicinarsi troppo.

Furono preparati 5 pesi da 1 mg. tagliando, con adatto microtomo, delle striscette da una lamina sottilissima di alluminio; 2 pesi da 2 mg. e uno da 5 mg. con filo di rame (grosso cm. 0,01) argentato.

Mi riuscì agevole confrontare questi pesi fino a ridurli eguali a meno di $^1/_{1000}$ di mg., servendomi della Microbilancia Salvioni [1]), la quale mi avrebbe permesso di raggiungere una approssimazione anche maggiore, ma ritenuta nel mio caso sovrabbondante.

Le due aste di ottone passanti attraverso ai fori laterali del vetro dovendo servire per maneggiare recipienti e pesi, terminano con due eguali ganci di argento, di cui la parte più robusta serviva per afferrare i recipienti, mentre l'uncino per i pesi.

8. Dopo questa descrizione particolareggiata credo superfluo l'esporre minutamente come procedessi nell'eseguire lo scambio delle cariche e il trasporto dei pesi. Dirò solo che tali operazioni dopo una pratica preliminare, risultarono facili, sicure, ed eseguibili in pochi minuti.

Per la reazione il recipiente si trasportava sul gancio G, poi si spostava il carrello fino a presentare l' asticella H davanti alla chiave. Con questa quindi si poteva spostare il gancio G" fino a stringere con G G' G" il tubo *b* del recipiente. Indi si presentava l' asticella H' alla chiave, per fissare il gancio G". Il tubo era in questo modo afferrato dai ganci, cosicchè spostando il carrello, si poteva per mezzo della chiave ingranando l' asse S inclinare il recipiente, e far così passare la soluzione di solfato di rame sul ferro.

Esperienze.

9. Riassumendo, il modo di sperimentare era:

Dopo un paio di giorni che una coppia di recipienti si trovava chiusa dentro la custodia della bilancia, si procedeva ad una serie di 6 o 7 determinazioni della differenza di peso fra i due recipienti, procedendo con le precauzioni prescritte e facendo in generale una determinazione al giorno. Si faceva allora avvenire la reazione in uno dei recipienti, impiegando in quest' operazione, come ho detto precedentemente, non meno di dieci ore; lasciati quindi passare due o tre giorni dal termine della reazione, si procedeva ad una seconda serie di pesate *in tutto consimili alle precedenti*. Dopo si procedeva alla determinazione della differenza di volume.

Nelle Tabelle seguenti riferisco integralmente le osservazioni fatte nella 1ª serie della prima esperienza ed i risultati delle altre serie [2]).

1) E. Salvioni. Misura di masse comprese fra g. 10^{-1} e g. 10^{-6}. Messina 1901.

2) I due recipienti di ogni coppia furono distinti con lettere: B il più pesante A l' altro insieme al tubicino compensatore.

Prima Esperienza.

1ª Coppia di recipienti. Reazione in B.

Prima della reazione.

TABELLA I.

CARICO a sinistra	CARICO a destra	OSCILLAZIONI					Posizioni di equilibrio	Medie	Sensibilità
A+5	B	238,4		237,0		235,6	225,4		
			213,1		214,5				
»	»	235,2		234,1		233,0	224,8	225,1	
			214,9		216,0				
A+6	»	228,0		230,3		232,2	249,5	249,5	24,4
			270,0		267,7				
B+1	A	234,3		235,2		236,3	243.4		
			252,0		251,1				
»	»	213,2		216,4		219,1	240,1	241,7	
			265,4		262,3				
B+2	»	231,9		236,0		239,4	264,0	264,0	22,3
			294,0		290,5				

Differenza di peso $B - A = \frac{5-1}{2} + 241,7 - 225,1 = \text{mg. } 2,35$

TABELLA II.

A+5	B	204,5		207,4		209,7	227,7		
			249,8		246,8				
»	»	240,7		239.0		237,5	227,8	227,8	
			215,9		217,2				
A+6	»	264,0		262,2		260,7	250,5	250,5	22,7
			238,0		239,6				
B+1	A	237,3		237,8		238,1	240,8		
			244,2		243,8				
»	»	220,2		223,6		226,4	240.9	240,9	
			260,0		257,0				
B+2	»	278,5		276,9		275,2	264,1	264,1	23.3
			250,4		252,0				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{240,9 - 227,8}{45,9} = \text{mg. } 2,30$$

TABELLA III.

CARICO a sinistra	CARICO a destra	OSCILLAZIONI					Posizioni di equilibrio	Medie	Sensibilità
A+5	B	241,0		239,2		237,8	228,0		
			216,0		217,6				
»	»	215,8		218,6		220,7	229,0	228,5	
			240,5		238,0				
A+6	»	239,9		241,0		242,0	249,9	249,9	21,4
			259,3		258,2				
B+1	A	254,3		253,7		253,0	244,8		
			235,7		236,2				
»	»	248,0		247,4		247,0	244,4	244,6	
			241,0		241,4				
B+2	»	286,0		283,0		281,5	266,7	266,7	22,1
			248,9		251,0				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{244,6 - 228,5}{43,5} = \text{mg. } 2,37$$

TABELLA IV.

A+5	B	239,0		237,8		236,8	230,2		
			222,6		223,5				
»	»	254,0		251,0		248,0	229,1	229,6	
			205,6		208,7				
A+6	»	264,0		262,3		261,2	252,5	252,5	22,9
			242,0		243,2				
B+1	A	258,0		256,0		254,3	241,7		
			226,4		228,4				
»	»	230,8		233,4		235,4	243,2	242,5	
			254,2		252,0				
B+2	»	245,7		248,2		249,9	264,3	264,3	21,8
			281,6		279,8				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{242,5 - 229,6}{44,7} = \text{mg. } 2,30$$

TABELLA V.

CARICO a sinistra	CARICO a destra	OSCILLAZIONI					Posizioni di equilibrio	Medie	Sensibilità
A+5	B	202,2		205,1		208,3	225,1		
			246,1		244,4				
»	»	240,1		237,3		235,4	225,2	225,2	
			211,5		214,1				
A+6	»	260,2		259,0		257,9	249,2	249,2	24,0
			238,7		240,0				
B+1	A	246,0		245,5		245,0	241,6		
			237,6		238,0				
»	»	208,2		212,6		216,3	241,7	241,7	
			273,0		269,1				
B+2	»	279,6		277,7		276,1	265,5	265,5	23,8
			252,4		254,0				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{241,7 - 225,2}{47,8} = \text{mg. } 2,34$$

TABELLA VI.

A+5	B	238,3		235,9		233,8	220,8		
			204,6		206,8				
»	»	238,8		236,1		234,1	221,0	220,9	
			204,7		206,9				
A+6	»	261,7		259,8		258,1	243,7	243,7	22,8
			226,9		228,6				
B+1	A	229,4		230,7		231,9	235,3		
			240,7		239,3				
»	»	252,2		248,8		246,5	235,5	235,4	
			220,5		223,4				
B+2	»	240,8		243,0		245,1	257,2	257,2	21,8
			272,1		270,8				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{235,4 - 220,9}{44,6} = \text{mg. } 2,32$$

TABELLA VII.

CARICO		OSCILLAZIONI					Posizioni di equilibrio	Medie	Sensibilità
nistra	a destra								
+5	B	234,8		233,0		231,3	221,0		
			208,0		209,8				
»	»	238,8		236,5		234,2	220,8	220,9	
			204,0		206,2				
+6	»	248,3		247,6		247,1	243,4	243,4	22,5
			239,0		239,5				
+1	A	220,0		222,2		224,1	236,5		
			252,0		250,0				
»	»	232,0		232,7		233,3	236,3	236,4	
			240,2		239,5				
+2	»	243,4		245,6		247,2	259,3	259,3	22,9
			274,2		272,4				

$$B - A = \frac{5-1}{2} + \frac{236{,}4 - 220{,}9}{45{,}4} = \text{mg. } 2{,}34$$

Riassunto : 1ª Esperienza. 1ª Serie.

Differenza di volume* A — B = *cm³ 0,007.

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,35
II	»	2,30
III	»	2,37
IV	»	2,30
V	»	2,34
VI	»	2,32
VII	»	2,35
	Valore medio B — A = mg.	2,333

Errore probabile della media ± 0,012.

Massima differenza fra due pesate mg. 0,17.

Dopo della reazione nel recipiente B.

Riassunto: 1a Esperienza. 2a Serie.

Differenza di volume **B — A = *cm³ 0,004.***

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,35
II	»	2,36
III	»	2,34
IV	»	2,32
V	»	2,35
VI	»	2,32
VII	»	2,35
	Valore medio B — A = mg.	2,341

Errore probabile della media ± 0,004.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

Seconda Esperienza.

1a Coppia di recipienti. Reazione nel recipiente A.

Prima della reazione.

Differenza di volume **B — A = *cm³ 0,004.***

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,61
II	»	2,60
III	»	2,62
IV	»	2,62
V	»	2,64
VI	»	2,60
	Valore medio B — A = mg.	2,615

Errore probabile della media ± 0,005.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

Dopo della reazione

Differenza di volume B — A = *cm*³ *0,002.*

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,62
II	»	2,62
III	»	2,64
IV	»	2,63
V	»	2,63
VI	»	2,60
	Valore medio B — A = mg.	2,623

Errore probabile della media ± 0,004.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

Terza Esperienza.

2ª Coppia di recipienti. Reazione nel recipiente B.

Prima della reazione.

Differenza di volume B — A = *cm*³ *0,015.*

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	5,11
II	»	5,14
III	»	5,15
IV	»	5,14
V	»	5,14
VI	»	5,12
	Valore medio B — A = mg.	5,133

Errore probabile della media ± 0,005.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

Dopo della reazione.

Differenza di volume B — A = *cm*³ *0,023*.

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	5,14
II	»	5,12
III	»	5,13
IV	»	5,12
V	»	5,11
VI	»	5,13
	Valore medio B — A = mg.	5,125

Errore probabile della media ± 0,003.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,03.

Quarta Esperienza.

2ª Coppia di recipienti. Reazione nel recipiente A.

Prima della reazione.

Differenza di volume B — A = *cm*³ *0,023*.

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	5,11
II	»	5,09
III	»	5,11
IV	»	5,09
V	»	5,13
VI	»	5,14
	Valore medio B — A = mg.	5,111

Errore probabile della media ± 0,007.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,05.

Dopo della reazione.

Differenza di volume B — A = *cm³ 0,020.*

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	5,11
II	»	5,11
III	»	5,08
IV	»	5,08
V	»	5,13
VI	»	5,08
	Valore medio B — A = mg.	5,098

Errore probabile della media ± 0,006.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,05

Quinta Esperienza.

3ª Coppia di recipienti. Reazione nel recipiente B.

Prima della reazione.

Differenza di volume A — B = *cm³ 0,012.*

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,75
II	»	2,71
III	»	2,72
IV	»	2,73
V	»	2,73
VI	»	2,71
	Valore medio B — A = mg.	2,725

Errore probabile della media ± 0,005.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

Dopo della reazione.

Differenza di volume A — B = *cm³ 0,018.*

Pesate		
I	Differenza di peso B — A = mg.	2,72
II	»	2,72
III	»	2,75
IV	»	2,73
V	»	2,74
VI	»	2,71
	Valore medio B — A = mg.	2,728

Errore probabile della media ± 0,005.
Massima differenza fra due pesate mg. 0,04.

TABELLA RIASSUNTIVA.

ESPERIENZE			Valori medi B — A mg.	Massima differenza tra due pes.	Errori probabili delle medie	Variazioni di peso 1) dei recip. per le reaz. mg.	Variazioni di volume cm.³	Correzioni per la var. di volume mg.
I	1.a Coppia	prima della reaz.	2,333	0,07	± 0,012	+ **0,008**	+ 0,011	+ 0,013
	Reaz. in B	dopo »	2,341	0,04	± 0,004			
II	1.a Coppia	prima »	2,615	0,04	± 0,005	— **0,008**	+ 0,002	+ 0,003
	Reaz. in B	dopo »	2,623	0,04	± 0,004			
III	2.a Coppia	prima »	5,133	0,04	± 0,005	— **0,008**	+ 0,008	+ 0,010
	Reaz. in B	dopo »	5,125	0,03	± 0,003			
IV	2.a Coppia	prima »	5,111	0,05	± 0,007	+ **0,013**	+ 0,003	+ 0,004
	Reaz. in A	dopo »	5,098	0,05	± 0,006			
V	3.a Coppia	prima »	2,725	0,04	± 0,005	+ **0,003**	— 0,006	— 0,007
	Reaz. in B	dopo »	2,728	0,04	± 0,005			
		Medie . .		0,04	± 0,006	+ **0,002**	+ 0,004	+ 0,005

1) I segni + o — corrispondono rispettivamente ad aumenti o diminuzioni per il recipiente entro il quale avviene la reazione.

Conclusione.

Considerando che le variazioni di volume osservate e riferite nella 6ª colonna sono poco superiori agli errori che ho ritenuto possibili nelle determinazioni di volume (§ 3), sorge il dubbio se si debbano ritenere come realmente avvenute, e quindi se si debba o no applicare la corrispondente correzione ai numeri della 5ª colonna. Per la conclusione però alla quale sono condotto ciò riesce indifferente: nella colonna 8ª si trovano appunto calcolate tali correzioni, e si scorge che esse non modificano sostanzialmente i numeri della colonna 5ª, per il fatto che l' approssimazione che io stimo di aver raggiunta non è superiore a 0,02 mg.

Pertanto i numeri della 5ª colonna, si voglia o non si voglia ad essi applicare la correzione sopradetta, pongono a mio giudizio fuori dubbio che nella reazione studiata non si verificano variazioni di peso dell' ordine di grandezza di quelle che risulterebbero dalle esperienze di Heydweiller: *le variazioni da me osservate rientrano invece completamente nei limiti dell' approssimazione.*

È perciò ragionevole ritenere che: *nelle reazioni chimiche non abbiano luogo variazioni di peso sensibili.*

Messina, Giugno 1904.

UN' OPPORTUNA DISPOSIZIONE SPERIMENTALE PER ESPERIENZE DI CORSO.

Nota del Dott. IGNAZIO SCHINCAGLIA.

(Largo sunto dell'A.).

Quando non sia necessario ottenere dai tubi focus una straordinaria emissione di raggi X da servire a speciali esperienze, è raccomandabile eccitarli con una macchina elettrostatica, perchè sopratutto il Crookes, non affaticandosi troppo, può durare molto tempo.

Ma non è tanto facile trovare prestamente con tal mezzo la disposizione sperimentale più adatta, nè questa presenta

condizioni di stabilità tali da permettere un andamento uniforme e regolare del tubo. Dopo parecchi tentativi ho trovato il modo di farlo funzionare con sorprendente regolarità anche per parecchie ore di seguito.

Mi sono giovato del potere che ha la fiamma, sia per la rarefazione dovuta alla sua temperatura come per i prodotti di combustione, di favorire in date circostanze il passaggio della scarica.

Si ponga in diretta comunicazione il tubo focus coll'elettrodo negativo di una macchina p. es. di Wimshurst, munita delle sue due bottiglie di Leyda, e congiungasi l'anodo all'altro polo mediante due spinterometri M, N disposti in serie. Dopo avere convenientemente regolate le distanze tra le palline, si accenda una piccola fiamma oscura di Bunsen sotto di M, e con una moderata rotazione dei dischi della macchina si osserverà il Crookes cessare di agire saltuariamente e assumere invece un andamento dei più regolari da permettere un' esperienza lunghissima senza il minimo inconveniente.

La luce ultravioletta, come tra gli altri notò Wiedemann [1]) ed i prodotti della combustione, che secondo Garbasso [2]) producono analoghi fenomeni sulla distanza esplosiva della scintilla, hanno l' effetto di regolarizzare il passaggio della scarica: perciò è utile l' uso di due spinterometri.

Vi ha un massimo di efficacia nel tubo per opportune distanze di M, N, e non è indifferente variare l' una o l' altra, per la ragione che i raggi invisibili e i gas della fiamma, indipendentemente dall' effetto regolarizzatore possono esercitare un' azione favorente o impedente la scarica. Converrà dunque che in M non sia superata la distanza neutra, ossia le palline dello spinterometro devono distare meno del loro raggio di curvatura.

Per trovare subito le condizioni volute ad ottenere il migliore rendimento del tubo, si annulli dapprima il campo esplosivo in M, e si veda con quale distanza tra le palline di N il tubo focus agisca più o meno regolarmente e colla maggiore

1) Wiedemann Ann. 1888, Vol. 38.
2) N. Cimento. Luglio 1897.

intensità possibile; di poi si diminuisca un tantino quest' ultima lunghezza e si apra in M, ponendovi sotto la fiamma, una distanza esplosiva minore della neutra. Si comprende che la diminuzione nel campo di N è legata alla lunghezza della scintilla in M e quindi al diametro delle palline dello spinterometro.

Nelle mie esperienze ottenevo il migliore effetto con una distanza esplosiva in N di 9 mm. e in M di 8 mm. essendo il diametro delle palline poco più di 20 mm. Il tubo produceva, quando agiva da qualche tempo, delle impressioni distintissime delle ossa di una mano sopra una lastra sensibile alla distanza di circa 20 cm., in un minuto e mezzo di posa soltanto.

Tale disposizione riesce molto utile nei casi in cui non si possiedono i trasformatori di Tesla o dei buoni rocchetti d'inzione, perchè basta una modestissima macchina elettrostatica per ottenere risultati soddisfacenti.

Cosenza, R. Liceo Telesio 1904.

LIBRI NUOVI

FLÜSSIGE KRISTALLE,

von O. LEHMANN.

(Leipzig, Wilhelm Engelmann, 1904).

L'autore già noto agli studiosi della fisica molecolare, per le numerose, nuove e curiose osservazioni, che egli presentò alla scienza, ha ora pubblicato un libro, il quale, sebbene porti il titolo speciale di cristalli liquidi, tuttavia tratta anche della plasticità dei cristalli in generale e più diffusamente delle variazioni degli stati d' aggregazione molecolare e delle condizioni in cui esse avvengono.

L'autore nel suo lavoro è sempre, come di consueto, condotto dal concetto di rendere evidenti al lettore i fatti d' osservazione, tanto più quando questi possono colla loro esistenza, benchè anche inesplicabili, abbattere teorie fondate su sem-

plici ipotesi; e per tale evidenza l'autore ha unito al testo numerose figure e 39 tavole di riproduzioni fotografiche dei fenomeni osservati.

Il precipuo scopo dell'autore è di provare l'esistenza di quello stadio d'aggregazione molecolare che egli chiamò dei cristalli liquidi; il quale stadio, attraendo l'attenzione col nome alquanto paradossale, fu da principio molto discusso da quel scetticismo scientifico, che, utile contro certe ipotesi e teorie, è talvolta anche restio nell'ammettere un fatto d'osservazione.

Ma ora l'estesa discussione su tutti gli argomenti di fisica molecolare, che hanno relazione col fenomeno e più ancora l'esatta descrizione dei risultati delle esperienze permettono di non tenere conto delle critiche puramente teoriche e non corredate da controprove sperimentali.

Anche quest'opera aumenta sempre il merito di O. Lehmann per avere egli fatto scopo di studi di gran lena un campo scientifico quasi inesplorato, cioè quello dei vari stadi d'aggregazione, che stanno fra il libero movimento delle molecole ed il loro assetto nello stato solido cristallino, dando prove dell'esistenza di una forza molecolare direttiva anche nello stato liquido.

Il nuovo libro è certamente indispensabile per coloro i quali vogliono addentrarsi nell'arduo studio della fisica molecolare e massimamente, credendo ciò facile compito, collo scopo di scoprire le leggi che regolano i fenomeni descritti: scopo ritenuto ancora lontano a raggiungersi dallo stesso autore, il quale, ben'a ragione, trovò più utile per la scienza il faticoso lavoro di aumentare il numero dei fatti d'osservazione di valore scientifico permanente, che non di dedicarsi all'opera assai più facile di stabilire labili teorie.

Prof. GIORGIO SPEZIA.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVII, Dicembre 1903.

BERTHELOT. *Sulle forze elettromotrici risultanti dal contatto e dall'azione reciproca dei liquidi* (pp. 956-957). — L'A. nel presentare all'Accademia il numero di Dicembre degli *Ann. de Phys. et de Chim.*, contenente l'insieme e i dettagli delle sue ricerche sulle pile risultanti dall'azione reciproca dei liquidi, rileva come quest'ordine di fenomeni, meriti un'attenzione particolare dal doppio punto di vista delle teorie elettrochimiche e delle loro applicazioni scientifiche e industriali. Teorie e applicazioni che finora hanno tenuto soltanto conto degli effetti e delle forze elettriche sviluppate al contatto dei liquidi cogli elettrodi, specialmente cogli elettrodi metallici.

L'A. osserva che converrebbe ora cercare di utilizzare elettricamente le energie chimiche generate dalle reazioni di neutralizzazione e di ossidazione, non più tra metalli e liquidi, ma tra soli liquidi, reazioni che si compiono continuamente nelle preparazioni del laboratorio e dell'industria.

BLONDLOT R. *Sulla proprietà di emettere raggi* n, *conferita ad alcuni corpi dalla compressione, e sulla emissione spontanea e indefinita di raggi* n *per parte dell'acciaio temprato, del vetro temprato, e di altri corpi in stato di equilibrio molecolare contratto* (pp. 962-964). — L'A. ha constatato che il legno, il vetro, il caoutchouc, ecc., sotto l'azione della compressione, *durante la compressione stessa*, diventano sorgenti di raggi *n*, e che i corpi che sono di per sè stessi in uno stato di equilibrio interno compresso, come le lacrime bataviche, l'acciaio temprato, il solfo fuso a struttura cristallina, ecc. sono sorgenti *spontanee e permanenti* di raggi *n*.

Terminando, l'A. rileva che la torsione produce effetti analoghi a quelli della compressione.

FABRY C. *Sulla intensità della illuminazione prodotta dal sole* (pp. 973-975). — Il metodo seguito dall'A. consiste nel far cadere il fascio solare su una delle faccie dello schermo di un fotometro di Lummer e Brodhun, dopo avergli fatto attraversare una lente di distanza focale piccola e nota. L'altra faccia riceve una illuminazione costante, della stessa tinta della luce solare, mediante

una piccola lampada elettrica a incandescenza piazzata al fuoco di una lente, e che rischiara lo schermo attraverso a un vaso a facce parallele, contenente una soluzione di solfato di rame ammoniacale di composizione conveniente. Il rapporto trovato dall'A. tra l'intensità trasmessa attraverso il vaso pieno d'acqua e quella trasmessa attraverso il liquido bleu, è uguale a 6,0.

Una osseevazione consiste nell'uguagliare la chiarezza delle due regioni del fotometro spostando la lente interposta sul fascio solare.

Come unità di intensità luminosa l'A. ha preso la *bugia decimale*, che considera come rappresentata dalla intensità della lampada Hafner, moltiplicata per 1,13.

Le misure sono state eseguite dall'A. al livello del mare, il sole non essendo mai a più di 25° dallo zenith, e con cielo perfettamente sereno.

In tal modo l'A. ha trovato che la illuminazione prodotta dal sole allo zenith, alla sua media distanza e al livello del mare, è uguale a 100000 volte quella di una bugia decimale a 1 metro. Ammettendo che lo splendore del disco solare sia uniforme, se ne deduce che 1 mm² di esso emette normalmente un intensità luminosa che è, dopo l'assorbimento atmosferico, di 1800 bugie, mentre per il cratere positivo dell'arco elettrico, si trovano le intensità da 150 a 200 bugie per millimetro quadrato.

Confrontando il raggiamento luminoso del sole col suo raggiamento calorifico totale, e ammettendo che nelle condizioni delle misure eseguite, la quantità di calore ricevuta sia stata di 1,5 al minuto e per centimetro quadrato, l'A. conclude che in questo raggiamento, come noi lo riceviamo, la potenza totale è di 0,12 W. per bugia.

DESLANDRES H. *Caratteri principali degli spettri di linee e di bande. Considerazioni sulle origini di questi due spettri* (pp. 1013-1018). — L'A. comincia coll'osservare che gli spettri di linee e di bande hanno una proprietà comune interessante: entrambi sono formati dalla ripetizione di aggruppamenti di righe simili, doppi, tripli, ecc., ma le loro differenze sono notevoli e numerose. Così:

1° negli spettri di linee, la ripetizione degli aggruppamenti è regolata da una funzione della forma $N = A - \frac{B}{(m+k)^2}$ e in una banda dalla funzione $N = A + B(m+k)^2$, dove N è il numero delle vibrazioni, A, B, k delle costanti e m un numero intero;

2° lo spettro di più bande a più bande e l'insieme di righe è dato da una funzione della forma $N = f(n^2p^2)\ m^2 + Bn^2 + \phi(p^2)$

a tre parametri indipendenti *m*, *n*, *p* che prendono i valori dei numeri interi;

3° quando la pressione del gas aumenta, le righe dello spettro di linee sono spostate verso il rosso, ma non le righe delle bande;

4° in un campo magnetico intenso, le righe dello spettro di linee sono divise in componenti multiple; nelle stesse condizioni, le righe delle bande non sono modificate.

Circa la causa di queste differenze caratteristiche l'A. nota che è difficile a determinarsi, perchè essa è legata alla natura intima della materia che ci è incognita, ma che la opinione generalmente ammessa, dopo le ricerche di vari esperimentatori, è che gli spettri di linee siano dovuti ai corpi semplici, agli atomi propriamente detti, e gli spettri di bande ai corpi composti, a delle vere molecole. Nel caso dei corpi semplici che danno insieme i due spettri, le bande sono attribuite a una modificazione allotropica del corpo, comparabile all' ozono.

Nel 1886 l'A. portando le sue ricerche su un terreno affatto nuovo, concludeva che nello spettro di bande tutto avviene come se l'atomo fosse un piccolo corpo solido vibrante in tutti i sensi nel modo il più generale; di più, il numero e la disposizione degli atomi nella molecola dovevano corrispondere al numero e alla disposizione delle righe che formano l'aggruppamento, la cui ripetizione forma gli spettri. D'altra parte, lo spettro di linee è paragonabile ai suoni di una corda o di un corpo che vibra in una sola direzione.

Osserva ora che quelle differenze mal si accordano colla opinione che attribuisce gli spettri di bande alle molecole e gli spettri di linee agli atomi, non apparendo la ragione per cui la molecola avrebbe una vibrazione più generale dell'atomo. Anzi, nel caso dell'azoto, che dà più spettri distinti di bande, e uno spettro a righe, l'A. stesso ha attribuito gli spettri di bande tanto all'atomo quanto alla molecola, e precisamente lo spettro di bande del polo negativo, formato dalla ripetizione di righe semplici, sarebbe dovuto, secondo l'A., all' atomo, e quelli di bande del polo positivo alla molecola.

Rispetto allo spettro di linee rileva che esso evidentemente è un modo vibratorio diverso e meno generale, e si sostituisce al precedente, coll' azoto in particolare, in maniera progressiva. L'A. ha studiato il fenomeno con una bobina di Ruhmkorff e un tubo a vuoto munito di elettrodi di alluminio, e ha constatato che i due spettri possono apparire contemporaneamente, ma che lo spettro di linee corrisponde a una intensità più grande della corrente che produce la scintilla: esso sussiste da solo quando questa cor-

rente raggiunge un certo valore. Le modificazioni poi intime che accompagnano la variazione spettrale, restano sempre molto oscure.

Dopo la teoria degli elettroni di Lorentz e le esperienze di Zeeman, si attribuisce oggi lo spettro di linee al movimento dell' elettrono negativo attorno all' iono positivo, che si sceglie come centro di attrazione, sebbene, osserva l'A., apparisca singolare *a priori* la legge di attrazione di Lorentz (attrazione proporzionale alla distanza).

Lo spettro di bande poi è dal Runge attribuito ai movimenti dell' iono positivo, perchè la massa relativamente molto più grande di esso spiega bene la insensibilità dello spettro al campo magnetico. L'A. crede che questa opinione, per quanto adottata dalla maggior parte degli autori, sia inammissibile, perchè l' iono positivo e l' elettrono negativo che ruotano insieme hanno necessariamente lo stesso spettro. Secondo l'A., l' iono positivo, supposto necessario allo spettro di linee, può intervenire semplicemente per dare nel campo magnetico due nuove righe componenti, circa mille volte più ravvicinate dalle componenti ordinarie dell'effetto Zeeman.

Nello stato attuale delle nostre conoscenze, non è necessario, secondo l'A., ricorrere all' intervento di cariche elettriche per la genesi dello spettro di bande. È più giusto conservare il primo concetto tratto dalla legge della successione di righe. L'analogia coll' insieme dei suoni di un piccolo corpo solido che vibra nel modo più generale conduce ad attribuire le bande non ai movimenti del centro dell' atomo, come vuole Runge, ma ai movimenti interni di quest'atomo, o ad altre variazioni periodiche, ma interne.

Si può d'altra parte concepire un atomo formato di elettroni positivi e negativi, che siano associati due a due in maniera da neutralizzarsi, e tuttavia capaci di dare origine a onde luminose.

L'A. infine rileva che la corrente elettrica la quale secondo la teoria di Lorentz, è formata da elettroni in movimento, deve produrre nel gas tre effetti principali, che distribuiti secondo l' ordine di intensità crescente sono:

1° l' elettrono negativo, per i suoi urti contro la molecola, provoca la vibrazione la più generale, che è uno spettro di bande;

2° la molecola è decomposta in molecole più semplici, e anche in atomi che danno allora lo spettro di bande il più semplice, quello del polo negativo;

3° l' elettrono negativo si unisce all'atomo per l' emissione di un sistema di onde nuove e più ristretto che è lo spettro di linee.

In tal modo l'atomo chimico interverrebbe tutto intero o al più privato di un elettrono, per la produzione dei due spettri. E

che si possano immaginare sistemi capaci di avere insieme i due modi di vibrazione così diversi, l'A. lo desume dagli esempi di sistemi simili che si hanno nel mondo astronomico. L'A. cita, in particolare, un ammasso di stelle sottoposte alla sola legge della gravitazione. Nel caso semplice di un ammasso sferico e omogeneo, l'attrazione all'interno è proporzionale alla distanza dal centro, e tutte le stelle hanno lo stesso periodo, che corrisponde allo spettro di linee. D'altra parte se si allontanano dalla loro posizione una o più stelle, l'ammasso intero torna al suo equilibrio normale con delle oscillazioni che possono prodursi in tutti i sensi ed essere ravvicinate allo spettro di bande.

Duhem P. *Sulla soppressione della isteresi magnetica per mezzo di un campo magnetico oscillante* (pp. 1022 1025). — A proposito della Nota del Maurain sullo stesso argomento [1]), l'A. pensa che i fenomeni constatati da lui e dal Wien, oltre che da altri sperimentatori, siano completamente e semplicemente rappresentati dai due seguenti principi che l'A. ha posto nella teoria dei fenomeni d'isteresi, sviluppata in numerose pubblicazioni precedenti.

I detti principi sono:

1° Quando il campo magnetico **H**, in luogo di essere mantenuto rigorosamente invariabile, subisce variazioni piccole e numerose attorno a un valore fisso $\mathbf{H}_0$, l'intensità di calamitazione tende verso un valore $\mathbf{M}_0$; $\mathbf{M}_0$ è l'ordinata del punto che, *sulla linea degli stati naturali* ha per ascissa $\mathbf{H}_0$. Raggiunto una volta questo valore, le piccole variazioni del campo magnetico attorno al valore $\mathbf{H}_0$ non fanno subire alla intensità di calamitazione che piccole oscillazioni attorno al valore $\mathbf{M}_0$.

2° Se si mantiene invariabile il campo magnetico $\mathbf{H}_0$, ma se la temperatura prova oscillazioni piccole e frequenti attorno a un valore invariabile, oppure se la calamita è sottoposta a scosse meccaniche piccole e numerose, la calamitazione tende, come nel caso precedente, verso il valore $\mathbf{M}_0$ che, una volta raggiunto, rimane fisso.

L'A. osserva inoltre che, se le sue vedute teoriche sono esatte, l'impiego delle vibrazioni meccaniche fornirà al Maurain la stessa curva ottenuta coll'impiego delle oscillazioni elettriche: questa curva di *calamitazione normale* sarà identica a quella denominata dall'A. *linea degli stati naturali.*

L'A. infine rileva ancora come, mentre il Marconi attribuisce gli effetti prodotti nel suo ricevitore alla soppressione della *viscosità magnetica*, e il Tissot alla soppressione della *isteresi*, la teoria

1) C. R. Novembre 1903.

da lui proposta fa intervenire simultaneamente la viscosità e la isteresi, e secondo essa è precisamente l'intervento della viscosità che determina la soppressione della isteresi per le oscillazioni elettriche rapide.

CANNEVEL. *Motore a combustione per compressione* (pp. 1036-1037). — Dopo avere rilevati i vantaggi che presentano i motori a combustione spontanea, l'A. osserva che il motore da lui ideato non differisce in nulla dal motore noto che realizza il ciclo, secondo Beau de Rochas, a quattro tempi, le valvole occupando la parte superiore del cilindro allo scopo di evitare i canali e gli spazi nocivi.

Il fondo delle culatte dei cilindri é diviso in tre orifizi che sono occupati due dalle valvole, e l'altro da piccoli pistoni che sembrano avere la più grande importanza. Questi piccoli pistoni sono comandati da eccentrici, che determinano il punto di accensione determinando il volume delle camere di compressione. Le aste degli eccentrici sono di lunghezza variabile, in modo da regolare una volta per tutte le camere di compressione a uno stesso volume.

Il carburatore a polverizzazione è sottoposto all'azione di un regolatore a forza centrifuga, che apre gli orifizi di aria quando il motore *s'emballe.*

Il motore funziona come i motori a quattro tempi: è messo in moto alla mano con una manovella anticipando un po' l'accensione col fare discendere un po' i piccoli pistoni.

L'accensione si fa per mezzo di una forte compressione, circa 30 atm., dietro il pistone motore.

MACÉ DE LEPINAY e BUISSON H. *Su un nuovo metodo di misura degli spessori e degli indici* (pp. 1038-1040). — In questa Nota gli A. estendono il metodo già da loro descritto in una precedente Memoria [1]) alla misura degli spessori e degli indici di lamine più spesse e dotate di potere rotatorio.

BLOCH E. *Sulla ionizzazione del fosforo* (pp. 1040-1042). — In un precedente lavoro [2]) l'A. ha per il primo mostrato in modo chiaro la presenza degli ioni nella emanazione del fosforo, provando l'esistenza di una corrente di saturazione. Ha mostrato anche che quelli ioni erano eccezionali per la loro piccolissima mobilità e per la facoltà di condensare il vapore d'acqua semplicemente satura. Malgrado l'opinione contraria di Schmidt, questi risultati sono stati confermati da diversi sperimentatori, e, in par-

1) C. R. t. 135, p. 283.
2) C. R. t. 183, Dicembre 1903.

ticolare, da Harms, che ha potuto ritrovare la corrente di saturazione.

In questa Nota l'A. riporta le misure eseguite per le mobilità k_1 e k_2 per il coefficiente di ricombinazione α e per il rapporto $\frac{e}{4\pi(k_1+k_2)}$ per gli ioni del fosforo, e i risultati ottenuti, perfettamente coerenti, costituiscono la dimostrazione di una vera ionizzazione.

Blanc A. ***Studio di una resistenza di contatto*** **(pp. 1042-1044).** — La conclusione a cui arriva in questo studio l'A. si è che una resistenza di contatto ha una natura molto diversa da quella di una resistenza metallica; essa è una funzione *reversibile* della intensità tutte le volte che non è in grado di variare per l'effetto del passaggio della corrente. Essa prova inoltre una diminuzione *irreversibile* tutte le volte che è attraversata da una corrente sufficiente durante un tempo apprezzabile, e quest' ultimo fenomeno dipende dal senso della corrente.

Fabry C. ***Sulla intensità luminosa delle stelle e loro confronto col sole*** **(pp. 1242-1244).** — Le misure sono state eseguite sulla stella Véga, in prossimità dello zenith, e l'A. ha trovato che l'illuminazione da essa prodotta al livello del mare, con tempo sereno, è identica a quella che produce una bugia decimale a 780 m. di distanza, o, il che è lo stesso, è di $1{,}7 \times 10^{-6}$.

Fra la quantità poi che gli astronomi chiamano *grandezza*, colla quale esprimono le intensità degli astri, e l' illuminazione E prodotta da un astro, espressa in bugie-metro, l'A. stabilisce la relazione:

$$E = 2{,}1 \times 10^{-6}\,(0{,}4)^g \quad \text{o} \quad g = -\,14{,}2 - 2{,}5 \log E\,.$$

Confrontando poi i risultati ottenuti con quelli relativi al sole, l'A. osserva che si ha che la luce che riceviamo dal sole è 60 miliardi di volte più intensa di quella di Vèga.

Esprimendo lo stesso risultato calcolando la grandezza del sole, definita come quella delle stelle, si trova la cifra — 26,7.

Per le stelle infine la cui parallasse è nota, si può calcolare il rapporto delle loro *intensità assolute* con quella del sole. La formula relativa è data dall'A. sotto la forma:

$$\frac{\text{Sole}}{\text{Stella}} = 1{,}1\,.\,p^2\,(2{,}5)^g$$

dove p è la parallasse, espressa in secondi, e g la grandezza della stella.

Il sole quindi, visto da una stella di parallasse p, apparirebbe come una stella di grandezza $g = -\,0{,}1 - 5 \log p$.

P. Bacchi.

Zeit. f. Elektrochemie. N.i 1-14, 1904.

ABEGG. *Il giubileo di Ostwald* (pp. 1-3).

EHRENFELD. *Sopra la variazione della conducibilità specifica di soluzioni saline per l' aggiunta dell' idrato sodico* (pp. 3-9).

WILL. *I progressi della tecnica delle materie esplosive dopo lo sviluppo della chimica organica* (pp. 9-11).

DANEEL. *Elogio di Gilbert (1541-1605)* (pp. 9-11).

Repertorium. Contributo alla tecnica dell' ozono (pp. 13-15).

Repertorium. Nuove determinazioni di solubilità (pp. 29-34).

Repertorium. Velocità di reazione (pp. 41-46).

MÜLLER. *La formazione elettrolitica dell' acido perjodico e dei suoi sali. Contributo alla conoscenza dei processi di ossidazione elettrolitica* (pp. 49-68). — Questo lavoro si riconnette con gli studii sopra i processi di ossidazione per via elettrolitica la cui importanza sia teorica che industriale è notissima. I resultati principali sono:

Il prodotto di acido perjodico è più forte in soluzioni alcaline a causa della sovratensione maggiore che si riscontra nel platino immerso in soluzioni alcaline in confronto che in soluzioni acide o neutrali. Alla stessa causa deve ricondursi la diminuzione del prodotto con l' aumentare la temperatura, e l' aumento del prodotto con il crescere della durata della elettrolisi.

Al contrario (secondo l'A.) non si spiega il forte prodotto che si ha con elettrodi (anodo) di superossido di azoto, che avrebbe la sua spiegazione in una azione catalitica del superossido stesso.

Anche senza considerare pienamente le idee dell'autore è necessario riconoscere che il lavoro presente è pieno di importanza sia teorica che pratica.

PFANHAUSER. *Rendimento dei bagni elettrolitici d'argento* (pp. 68-70).

LABENDZINSKI. *Breve comunicazione riguardante un interessante lavoro dello stesso autore sulla esistenza degli ioni semplici in soluzioni di elettroliti capaci di fornire ioni complessi* (pp. 77-81). — Il metodo adoperato è quello delle pile di concentrazione di Nerst.

I sali dei metalli pesanti formano ioni complessi con una facilità il cui grado dipende dalla natura dell' anione.

I nitrati formano quasi esclusivamente ioni semplici e la facilità di formare ioni complessi cresce nella serie dei clorari solfati ed acetati.

Il progresso nella formazione di ioni complessi è maggiore tra la normalità 0,01 e 0,1 che tra 1 e 0,1. L' effetto della ag-

giunta di sali con anione comune cresce dal nitrato all' acetato, come pure la facilità di formazione di ioni complessi.

È opinione dell' autore che le deviazioni dalla legge di diluizione di Ostwald dei così detti forti elettroliti possano ricevere la loro spiegazione qualitativa della formazione di ioni complessi.

Sopra la costruzione di resistenze doppie (pp. 93-94).

Pfanhauser. *Rendimento con catodo mobile in bagno di cianuro di argento* (pp. 101-102).

Abegg. *Contributo alla storia della teoria della dissociazione* (pp. 109-111).

Arrhenius. *Le applicazioni della fisico-chimica alla sieroterapia* (pp. 111-112). — Rendiconti di alcuni studii di Arrhenius nel campo fisiologico, pubblicati più estesamente nel giornale di Ostwald.

Friedenthal. *Determinazione delle reazioni di un liquido a mezzo di indicatori* (pp. 113-119). — Studio dell'applicazione del metodo calorimetrico alla ricerca della concentrazione degli H-ioni presenti in una soluzione.

Runge. *Sopra la regolarità nello spettro degli elementi* (pp. 119-123).

Bodenstein. *Un tipo di lampada a mercurio in quarzo* (pp. 123).

Auerbach. *Radioattività* (pp. 123-126).

Bültemann. *Sulla conoscenza della fabbricazione elettrolitica di sali trivalenti di Vanadio* (pp. 141-143).

Schwenke e Haber. *Sopra la determinazione per via elettrochimica della solubilità del vetro* (pp. 143-156). — Il recipiente lavato con cura con acqua fredda viene riempito con acqua purissima esente d'anidride carbonica e riscaldato ad 80° facendovi contemporaneamente gorgogliare aria libera di anidride carbonica per 5 ore. Ogni ora si determina la intensità della corrente che passa tra due piccoli elettrodi di platino bianco immersi nell'acqua attraverso i quali è applicato un voltaggio da 10 a 30 Volt. Da questi dati si determina la conducibilità (metodo di Jahn e Schönrock *Z. f. phys. Chem.* 16°) e da quest' ultimo dato si deduce la velocità di soluzione del vetro.

Haber. *Sulla teoria della velocità di reazione in sistemi eterogenei* (pp. 156-158). — Prende in considerazione il caso speciale di cui si tratta nel precedente articolo ossia la soluzione del vetro.

Auerbach. *Sopra il carbonato magnesiaco potassico* (pp. 161-169). — Determinazione del campo di esisistenza del sale doppio $MgCO_3$ $KHCO_3 . 4H_2O$ in contatto con soluzioni sature di $MgCO_3$ $3H_2O$ e $KHCO_3$.

Repertorium. (pp. 185-189). Interessante recensione di Abegg intorno ad un lavoro di Vorländer sopra lo stato degli elettroliti in soluzioni non acquose ed intorno un altro lavoro di Walker sopra gli elettroliti anfateri.

ABEGG. *Parole di elogio di Hittorf nella occasione del suo giorno natale* (pp. 201-202).

JUST. *Sopra l'accensione spontanea della benzina* (pp. 202-204). — Sopra l'accensione spontanea della benzina ed altre sostanze non conduttrici e che secondo l'A. è prodotta da sviluppo di elettricità per sfregamento contro altri corpi.

SALESSKY. *Sopra li indicatori acidimetrici ed alcalimetrici* (pp. 204-208). — Per ottenere una scala della sensibilità degli indicatori acidimetrici ed alcalimetrici l'A. determina la concentrazione degli H-ioni di una soluzione di indicatore all'istante in cui si verifica il mutamento di calore caratteristico per l'indicatore. Il metodo adoperato per la misura di tale concentrazione è quello fornito dalle pile di concentrazione di Nernst; ossia misurando la differenza di potenziale tra un elettrodo ad idrogeno immerso in una soluzione normale di H-ioni ed un elettrodo ad idrogeno immerso nella soluzione sconosciuta.

FELS. *Studii sopra gli indicatori acidimetrici ed alcalimetrici* (pp. 208-214). — Come controllo al precedente lavoro l'autore si propone lo studio diretto della concentrazione degli H-ioni di un indicatore al momento del cangiamento di calore. L'osservazione del calore era fatta con lo spettroscopio e le soluzioni titolate con soluzioni miste di basi e sali della stessa base per le alcaline, e acidi e sali dello stesso acido per le acide, si possono così ottenere soluzioni diluitissime e precise quanto al contenuto in H-ioni e si evitano così li errori che presenterebbe il metodo diretto per pesate. Le osservazioni dell'autore mostrano un buon accordo esclusione fatta per la tropeolina OOO.

GRASSI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*.

FENOMENI PROVOCATI DA SCINTILLE ELETTRICHE SU DI ALTRE, E PERTURBAZIONI PRODOTTE DA DIELETTRICI SOLIDI.

Ricerche sperimentali del Dott. IGNAZIO SCHINCAGLIA.

§ 1. Molti furono, a partire da Hertz, gli sperimentatori che s'occuparono dell'effetto che producono le radiazioni ultraviolette sulla scarica elettrica, che può essere favorente o impedente a seconda di alcune circostanze, rivolgendo altresì lo studio a determinare l'elettrodo che subisce l'influenza. Non tutti sono d'accordo nell'ammettere, nel caso dell'azione impedente, che l'elettrodo positivo sia quello che vuole ricevere tali radiazioni: così ad esempio i risultati di Elster, Geitel [1]), e Stragliati [2]) contraddicono le affermazioni generali di Sella e Majorana [3]).

Un fatto notevole in siffatte ricerche è che per studiare l'effetto impedente si è sempre ricorso alle luci artificiali delle fiamme o dell'arco voltaico. Gli stessi Sella e Majorana [4]), riferendosi alle esperienze fondamentali di Hertz, che ebbe a scorgere l'effetto favorente dovuto alla scintilla di un rocchetto [5]), si limitano a dire soltanto che con tale disposizione si deve potere ottenere il fenomeno inverso.

Mi parve quindi opportuno in queste ricerche, occuparmi anche degli effetti favorenti e impedenti la scarica dovuti soltanto alle radiazioni invisibili che accompagnano le scintille elettriche nell'aria, variando opportunamente le distanze esplosive, la forma, la natura degli elettrodi, e adoperando una speciale disposizione sperimentale: ciò che può riuscire vantaggioso nelle questioni controverse.

Assodata poi una estesa serie di fatti, ho rivolto il mio studio a sperimentare l'azione degli stessi raggi invisibili sulla

1) Wied. Ann., V. 39.
2) Riv. Scientif. Industriale, 1900.
3) Rend. Lincei, Aprile 1896.
4) La scarica elettrica attraverso i gas e i raggi Röntgen, 1897.
5) Wied. Ann., V. 31, 1887.

scintilla, quando tra gli elettrodi si interponga un dielettrico solido, riscontrando anomalie e particolarità degne di essere assai più largamente trattate: il che mi propongo di fare in un prossimo lavoro.

§ 2. La disposizione da me adottata è simile a quella indicata da Sella [1]). Le armature interne di due condensatori sono in comunicazione cogli elettrodi di una macchina elettrostatica ad influenza, che funzionano da spinterometro attivo A, mentre le esterne sono in contatto colle palline di quello passivo P. Non ho fatto uso di una spirale metallica che faccia comunicare le due armature esterne, perchè da tali scariche laterali non si possono ottenere lunghe scintille, ragione probabile per cui il Sella scrive che col suo dispositivo pare assai difficile realizzare la dimostrazione del fenomeno impedente. Sopprimendo la spirale si ottengono invece su vasta scala entrambe le azioni.

È chiaro che per ogni distanza tra le palline di A, ne esiste una limite tra quelle di P, per cui le scintille scoccano simultaneamente nei due spinterometri, mentre accorciando di pochissimo A, o allungando P, se ne ha una serie ininterrotta soltanto in A. Sebbene con questa disposizione le armature esterne non siano metallicamente collegate, pur tuttavia potendo farsi rapida la successione delle scintille in A, quando non ne scoccano in P, si ha sufficiente energia perchè la scarica dello spinterometro passivo riesca oltremodo sensibile all' azione di quello attivo.

È superfluo dire che posi ogni cura nell' evitare le possibili cause d' errore, vale a dire si ripeterono le esperienze colla macchina diaframmata per ripararsi dagli effluvii, si cercò che i grossi conduttori di comunicazione, i quali talvolta misuravano anche parecchi metri di lunghezza, avessero perfette congiunture tra loro per non dare luogo a scintilline, si allontanarono le superficie riflettenti, si mantennero sempre perfettamente pulite quelle degli elettrodi ecc.

1) Nuovo Cimento, Serie 4, t. 10, 1899.

§ 3. Anzitutto l' azione della scintilla attiva sulla passiva è assai intensa, e si fa sentire anche a grandi distanze. Così con due palline in A del diametro di 20 millimetri, distanti tra loro cm. 2,6 ho potuto nettamente constatare un' azione favorente, provocata da una scintilla attiva di cm. 3,4 alla distanza di oltre 7 metri. In questi casi di notevoli lunghezze, contavo il numero delle scintille scoccanti in una data unità di tempo in P, sia che si riparassero o no le palline con diaframmi opachi alle radiazioni invisibili, e cercando di mantenere uniforme il moto dei dischi della macchina. Si otteneva nel secondo caso un numero doppio, triplo, e anche quadruplo di scintille a misura che si poneva in antecedenza il diaframma più o meno lontano da P.

I diversi numeri dimostrano altresì l' influenza, sulle palline passive, dei raggi ultravioletti riflessi dalle superficie vicine: così ponendo due ampie lastre di vetro, o metalliche levigate, parallele tra loro e perpendicolari alla direzione della scarica in P, ho potuto contare a due diverse velocità della macchina, e ad una distanza di m. 2,50, questi numeri di scintille in un minuto primo:

Senza diaframma	Col diaframma distante da P di 10 cm.	Col diaframma distante da P di 4 cm.
75	31	11
130	60	21

Mutando altri elementi, come la distanza tra gli spinterometri e le lunghezze delle scintille, si hanno numeri diversi ma sempre in rapporti presso a poco uguali.

I diaframmi adoperati erano perfettamente opachi ai raggi ultravioletti, cioè di vetro, di cartone, di mica, metallici ecc. Per assicurarmi che l' azione favorente od impedente era dovuta soltanto a raggi invisibili emananti in tutti i sensi dalla scintilla attiva, e non ad altre cause, ponevo vicini allo spinterometro passivo dei diaframmi a striscie rettangolari, larghe presso a poco quanto la lunghezza della scintilla e alti come

il diametro della pallina maggiore; e si scorgevano all'evidenza le diverse azioni, spostando lateralmente o verticalmente il diaframma di quantità infinitesime, purchè venisse colpita dagli ultravioletti di A la regione sensibile di P.

§ 4. Nelle esperienze col mio dispositivo ho stabilite due categorie di elettrodi nello spinterometro passivo: l'una a curvature uguali, l'altra a curvature disuguali.

In quest' ultima ho poi considerati quattro casi distinti: elettrodi sferici, elettrodi formati da disco e pallina, punta e disco, punta e pallina.

Elettrodi sferici uguali. — Riporto i principali risultati delle molteplici esperienze fatte, avendo mutate molte volte le distanze tra i due spinterometri e i diametri delle palline. Trovai sempre, senza eccezione alcuna, un' azione favorente anche a distanze esplosive di quattro e cinque volte il raggio di curvatura degli elettrodi. Quando però la lunghezza della scintilla in P era compresa tra il raggio e il diametro delle palline, si notava un' azione favorente *sensibilissima*, tale cioè che permetteva col diaframma di provocare una successione ininterrotta di scintille in A e nessuna in P, mentre spostandolo o togliendolo, se ne ottenevano contemporaneamente in entrambi gli spinterometri.

Così i seguenti specchietti danno i risultati di due tra le esperienze fatte, dove in centimetri D esprime il diametro degli elettrodi, *d* la distanza tra gli spinterometri, A la distanza esplosiva passiva, P quella attiva.

Ho notato con *sensibile* o *debole* l' azione favorente quando col diaframma scocca pure qualche scintilla in P, ma per ognuna di queste ne occorrono rispettivamente molte o poche in A. Per numeri inferiori a quelli segnati, l' azione degli ultravioletti è incerta.

D = 4,4 d = 100

A	P	Effetto favorente
4,3	3,4	debole
4,1	3,2	sensibile
3,6	2,7	sensibilissimo
3,2	2,2	sensibilissimo
2,6	1,6	sensibile
1,6	0,9	debole
0,75	0,35	incerto

D = 2,9 d = 250

A	P	Effetto favorente
4,2	3,2	abbastanza sens.
3,5	2,5	sensibile
2,9	2	sensibilissimo
2,6	1,7	sensibile
2,4	1,5	abbastanza sens.
1,9	1,2	id.
1,4	0,8	id.
0,9	0,5	id.
0,5	0,3	debole

§ 5. *Elettrodi sferici disuguali.* — Anche con elettrodi sferici a curvature disuguali si sono ottenute sempre azioni decisamente favorenti, e si noti che per le varie dimensioni delle palline ai poli di P, si producevano talvolta, compatibilmente colla macchina adoperata, lunghissime scintille. In generale, effetto favorente sensibilissimo si aveva a distanze esplosive due, tre, e anche quattro volte il diametro della pallina minore, quando questa si poneva al polo negativo. Così con elettrodi sferici di cm. 4,4 ed 1,7 di diametro si otteneva spiccatissima l'azione favorente ad una distanza esplosiva di 5 centimetri, essendo l'intervallo tra i due spinterometri di circa 20 cm.

§ 6. *Elettrodi formati da disco e pallina.* — Si pose il disco al polo positivo, e al negativo successivamente diverse palline a cominciare da un diametro di cm. 4,4 fino a quello di pochi millimetri. Con tali elettrodi si ottenne quasi sempre un deciso fenomeno favorente, sensibilissimo poi per lunghezze esplosive comprese tra il diametro e il raggio di curvatura dell'elettrodo negativo. Invertendo i poli, si ottiene quest'ultimo fenomeno alle massime distanze esplosive della macchina, ma quando però le palline al polo positivo cominciano ad

avere un diametro inferiore al centimetro, non si scorge più alcuna azione.

§ 7. *Punta e disco.* — Non appena negli elettrodi in P si pone una punta metallica al polo negativo, si avverte subito il fenomeno impedente che è tanto più sensibile quanto più lunghe sono le scintille. Invertendo i poli, cioè facendo positiva la punta, non fu mai possibile, a qualunque distanza, discernere alcuna azione.

I dischi erano di varie dimensioni, e tutti mostrarono analogo comportamento. Il quadro seguente mostra uno dei varii risultati ottenuti, con un disco di ottone di cm. 15 di diametro, e con punta di ottone come catodo.

$d = 20$

A	P	Effetto impedente
0,9	1,2	incerto o debole
1,4	2	sensibile
2,3	2,9	sensibile
3,2	4,1	sensibilissimo
4,3	5,4	sensibilissimo
5,4	6,5	sensibilissimo

Evidentemente nell' effetto sensibilissimo, col diaframma si ha questa volta produzione simultanea di scintille, senza, esse scoccano soltanto in A.

§ 8. *Punta e pallina.* — Sostituendo al disco, nelle esperienze del numero precedente, delle palline metalliche, quando queste hanno un raggio di curvatura non tanto piccolo si ottengono i medesimi risultati. Ho sperimentato con molte sfere di raggi decrescenti, a partire da cm. 2,2 fino a pochi millimetri, ottenendo il fenomeno impedente sensibilissimo fino alle massime distanze esplosive della macchina elettrostatica: a principiare però da una pallina di circa 5 mm. di raggio,

via via fino ad una punta al polo positivo, non si osservò più alcuna azione favorente o impedente ad ogni distanza. Anche qui invertendo i poli non si ottiene nulla.

§ 9. Mi parve di non trascurabile interesse in queste ricerche che hanno dato singolari risultati, determinare la parte di P sensibile agli ultravioletti di una scintilla, specialmente quando si ottiene il fenomeno impedente. Per l'effetto favorente dovuto alla luce dell'arco voltaico o del magnesio, fu da altri assodato con semplice disposizione sperimentale che è il solo catodo che deve ricevere tali radiazioni, non avendovi influenza nè l'altro elettrodo, nè lo strato d'aria interposto. Ma quando la sorgente attiva è una lunga scintilla che cambia sovente di dimensioni, e mutano per ognuna di esse i punti degli elettrodi tra i quali scocca, l'osservazione precisa presenta qualche difficoltà. Anzitutto ho scelto una delle disposizioni più opportune per ottenere il fenomeno impedente o favorente, e descriverò il metodo tenuto per quest'ultimo, che fu poi similmente ripetuto nel caso delle punte.

Le palline dello spinterometro passivo erano del diametro rispettivamente di cm. 4,4 e 2; la distanza esplosiva di circa 30 mm., e quella tra i due spinterometri di m. 0,40. Con questi dati, la scintilla in P era estremamente sensibile agli ultravioletti.

I diaframmi opachi a tali radiazioni che io adoperava, erano generalmente di vetro, di mica, o di cartone sottile, abbastanza rigido, sostenuti da telai verticali di legno. Preferivo quasi sempre questi ultimi per pormi al riparo dalle riflessioni laterali, che, nei diaframmi di vetro, per quanto sottili, si producono inevitabilmente sugli spessori limitanti le fenditure. Queste poi, mediante mezzi semplicissimi, potevansi produrre di qualsiasi larghezza e altezza.

Dapprima ho posto un solo diaframma di cartone, con fenditura di pochi millimetri di larghezza, vicino a P, osservando a prima vista, nel muoverlo lentissimamente per mezzo di una vite micrometrica e con moto uniforme lungo il campo esplosivo, il fatto già noto che l'azione degli ultravioletti è ristretta alle sole vicinanze del catodo, formato nel mio caso

dalla pallina maggiore. Ponendo poi un altro diaframma a sottile fenditura poco discosto da A, si ottiene il fenomeno favorente entro limiti ristrettissimi di spostamento del primo diaframma. L' occhio al di là del catodo passivo può scorgere così, attraverso le due fenditure, un po' di luce violetta di una piccola parte della scintilla, e avvedersi meglio che con un solo diaframma, che se i raggi colpiscono solamente uno straterello di aria vicinissimo al catodo, non si produce alcuna azione sensibile sulla scintilla.

Ma l' esperienza così fatta non può non lasciare qualche dubbio, perchè l' occhio sovente s' inganna, per la qual cosa spesso ricorrevo invece ad una fiamma ordinaria a gas posta vicinissima agli elettrodi in A, e regolata la sua pressione in modo da produrre la parte luminosa uguale o di poco superiore in larghezza alla distanza esplosiva attiva. Ponendo uno schermaglio qualunque dall' altra parte dello spinterometro P, si ottiene abbastanza nitida l' imagine luminosa della fenditura, nella quale si può altresì scorgere chiaramente l' ombra dovuta alla superficie catodica nelle varie posizioni in cui si vuole sperimentare. Sopprimendo la fiamma e facendo agire la macchina, le scintille, che non oltrepassano il campo luminoso, produrranno coi loro ultravioletti ombre analoghe. Ma precisione migliore ho potuto ottenere, servendomi della luce stessa delle scintille che scoccano solo in A, quando si ponga un grande diaframma di vetro tra i due spinterometri. Eseguendo le esperienze in una camera perfettamente oscura, e servendomi d' una lente per osservare meglio i contorni delle figure proiettate dalle scintille sullo schermaglio, i risultati diventano molto attendibili.

Quando il disegno appare come nella figura 1, tale cioè che uno dei lembi della fenditura si mostri all' occhio perfettamente tangente al catodo, togliendo il vetro, le scintille non scoccano affatto in P: ma basta spostare il diaframma di una quantità infinitesima nel senso della freccia per ottenere immediatamente le scariche.

Viceversa se mentre la macchina ruota si fa lentissimamente avanzare con moto uniforme la fenditura, come indica la freccia nella figura 2, da destra a sinistra, partendo da

una certa distanza, non si ottengono dapprima scintille, ma se ci arrestiamo immediatamente non appena ne scoccano in P,

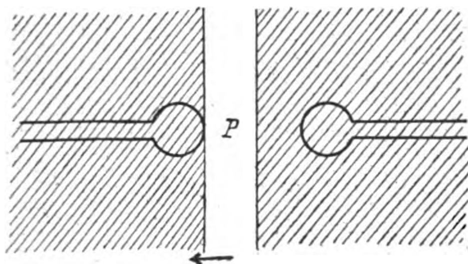


Fig. 1.

facendo buio e ponendo il vetro e lo schermaglio, si scorge su di esso la disposizione della fig. 2, ossia il lembo della fenditura ancora tangente al catodo e un piccolissimo movimento in senso inverso arresta il fenomeno.

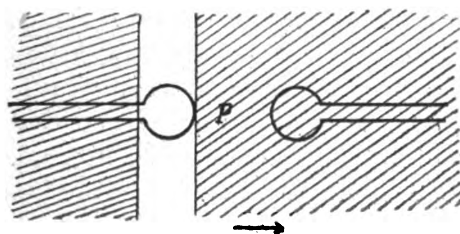


Fig. 2.

Poichè le prove furono molte volte ripetute e in diverse circostanze coi medesimi risultati, tutto porta a ritenere che soltanto una piccolissima superficie del catodo, quella naturalmente dove scocca la scintilla, è la sola sensibile all' azione dei raggi ultravioletti. Perciò nel mio dispositivo ho potuto limitare le fenditure anche in altezza: ho così ottenuto il fenomeno favorente sensibilissimo ponendo nella dovuta posizione una

fenditura verticale di un paio di millimetri di larghezza, riducendone l'altezza a pochi decimi di mm.

§ 10. Gli stessi metodi si usarono nel caso del fenomeno impedente, che si ottiene col mio dispositivo con elettrodi a punta nel catodo. Nei molteplici casi studiati, per ogni distanza esplosiva, non vi fu dubbio alcuno che l'azione non si esercitasse sempre sul catodo: mai fu constatata la benchè minima influenza della luce ultravioletta sul polo positivo, fosse questo un disco, una pallina od una punta. Con diaframmi sottilissimi di cartone a piccola fenditura e con grandi distanze esplosive, vi è la possibilità di riparare completamente gli elettrodi e di stabilire quindi, colle disposizioni adottate, la certezza di un tal fatto.

§ 11. Nel corso delle esperienze fatte mi sono avveduto che non era indifferente spostare la fenditura in un senso piuttosto che nell'altro, lungo la scintilla attiva, per ottenere il fenomeno favorente in P. Ossia la scintilla elettrica, come quella che si ottiene da una macchina elettrostatica qualsiasi, non è nelle varie porzioni della sua lunghezza egualmente ricca di raggi ultravioletti. Era facile del resto accertarsene. Un diaframma a fenditura, mobile, comandato da una vite micrometrica, si faceva lentamente muovere parallelamente ad A, mentre una seconda fenditura vicino a P permetteva agli ultravioletti di lambire la superficie catodica. Ponendo poi la macchina in continua rotazione con moto uniforme, si notava nello spinterometro passivo un numero sensibilmente crescente di scintille nell'unità di tempo, a misura che la prima fenditura si spostava dal polo positivo a quello negativo. I diaframmi erano disposti in modo che la retta congiungente l'estremità catodica in P colla mediana della fenditura attiva, fosse sensibilmente perpendicolare alla direzione della scintilla in A.

Così per maggior sicurezza di osservazione disponevo la fenditura in tre distinte posizioni: vicina all'anodo in A, nel mezzo e vicina al catodo, e si variavano le unità di tempo, le dimensioni delle fenditure, le distanze tra gli spinterometri

e quasi sempre le velocità di rotazione. Senza riportare tutte le misure eseguite, noto nel seguente quadro alcuni dei molti risultati, dove *d* è la larghezza in millimetri della fenditura, *t* il tempo espresso in secondi, e le altre cifre rappresentano il numero delle scintille nelle posizioni del diaframma indicate.

d	*t*	+	∓	—
1,5	30	1	6	8
		2	8	10
6	30	3	13	19
		4	14	20
		6	19	24
7	30	1	7	10
		2	9	16
15	30	5	15	21

Per ogni esperienza furono sempre scelte le condizioni più opportune, vale a dire ponendo un diaframma pieno in luogo della fenditura tra i due spinterometri, le scintille scoccavano sempre ininterrottamente in A, senza che alcuna ne passasse in P, e preferendo grandi distanze esplosive, non mai inferiori a 30 mm. La progressione delle cifre ottenuta fu sempre tale da non fare dubitare delle piccole variazioni di risultati che inevitabilmente possono produrre le mutabili condizioni dell'esperienza.

§ 12. I fenomeni ottenuti subiscono profonde modificazioni quando varia la natura del dielettrico tra le palline dello spinterometro passivo. Mi bastò interporre una lastra di vetro o di ebanite, perchè l'azione favorente si esercitasse sull'anodo o sul catodo, o su di entrambi gli elettrodi, a seconda del raggio di curvatura di questi e a tutte le distanze esplosive di cui era capace la macchina.

Nella presente serie di esperienze non si ottenne mai l'effetto impedente, anche adoperando i dispositivi per i quali

prima tale fenomeno si produceva in maniera sensibilissima. I metodi di osservazione furono gli stessi : le lamine dielettriche che adoperavo erano striscie di ebanite o di vetro di vario spessore, larghe da 4 a 10 cm. e molto alte.

Esse venivano poste tra le palline dello spinterometro, perpendicolarmente alla lunghezza delle scintille, sì da dividere nettamente il campo esplosivo in due parti, l' una intorno al catodo, l' altra all' anodo. In tal guisa, ciò che è attinente alle ricerche di altri sperimentatori [1]), la lunghezza della scintilla riesce duplicata e anche triplicata.

Sui risultati ottenuti non ha nessuna influenza l'accostare più o meno il dielettrico all' anodo, o l' avanzarlo anche finchè la retta congiungente i centri delle palline dello spinterometro passi per la mediana della lamina.

Ho sperimentato con una numerosa serie di palline del diametro di cm. 4,4 a quello di 1,5, alcune di ottone, altre di ottone nickelato, disponendo però ogni volta tra loro gli elettrodi a diversa curvatura. Orbene, ponendo nel modo indicato le striscie dielettriche, avendo cura che le rispettive superficie siano ogni volta perfettamente pulite, l' azione sempre favorente si esercita, senza alcuna eccezione, sull' elettrodo di curvatura minore, che può essere tanto al polo positivo come a quello negativo.

Così con palline del diametro rispettivamente di centimetri 4,4 — 2,9 e 4,4 — 1,7, con distanze esplosive da 1 cm. a 4 tra i poli dello spinterometro passivo senza il dielettrico, e quindi con scintilla di lunghezza duplicata e triplicata nell' altro caso, con qualsiasi velocità di rotazione della macchina, l' azione favorente sensibilissima era sempre limitata o al catodo o all' anodo secondo che si trovava nel primo, o per l' inversione dei poli, nel secondo, la pallina di cm. 2,9 o quella di cm. 1,7 di diametro.

I fenomeni si ottennero quasi concordanti sì col vetro che coll' ebanite; in quest' ultimo caso meno pronunziati. Le distanze tra i due spinterometri erano comprese da i 20 ed i 50 cm. con effetti abbastanza intensi; anzi i risultati erano

1) Wesendonk. Wied. Ann., 49, 1893. Lussana-Carnazzi. N. Cim., Ser. 5, t. 3, 1902.

tanto evidenti, che nel seguito, dopo di avere accertato inizialmente un dato fenomeno, facevo a meno di adoperare i diaframmi a sottili fenditure, e operavo come mostra schematicamente la fig. 3.

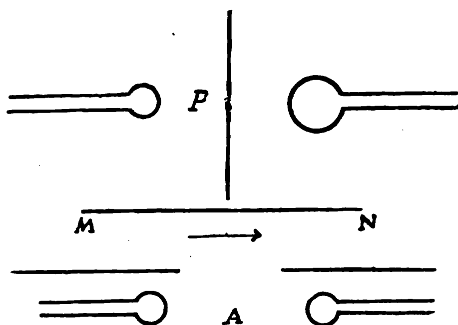


Fig. 3.

M N è un diaframma massiccio, opaco agli ultravioletti, e che impedisce alle scintille di scoccare in P, ma basta farlo avanzare lentissimamente nel senso della freccia verso destra, perchè non appena si mostri ad una porzione della scintilla in A la parte sensibile della pallina più piccola in P, scocchino le scintille, qualunque sia la polarità o posizione. Invece facendo scorrere il diaframma in senso inverso, anche quando rimane scoperto tutto il campo esplosivo intorno alla palla grande, sia essa negativa o positiva, le scintille in P non si producono, e in questo senso continua il fenomeno finchè MN non lascia scoperta all' azione di A la parte sensibile della pallina più piccola di P.

§ 13. Se dunque l' azione favorente si fissa sull' elettrodo di minor curvatura, indipendentemente dal segno, nasce subito l' idea di supporre che per palline di ugual diametro, col dielettrico interposto, tale azione si eserciti su di entrambe. L' esperienza infatti lo ha confermato, operando con una numerosa serie di palline, per alcuna delle quali il fenomeno presentavasi spiccatissimo, per altre in modo meno saliente.

Così scegliendo coppie di palline del diametro rispettivamente eguale a cm. 1,9 — 2,3 — 2,9 — 3,4, misurato con sufficiente precisione, ottenni sempre effetto favorente sensibilmente uguale su di ciascuna, per altre coppie in cui i diametri differivano di poco (decimi di millimetro), l'azione mantenevasi tale sopra ogni polo, ma senza dubbio minore in quello di maggior diametro. Quando poi la differenza cominciava a raggiungere un certo valore (intorno al millimetro), allora l'azione favorente esercitavasi esclusivamente sull'elettrodo di minore curvatura.

E varie volte avendo sperimentato su parecchie coppie di palline, come quelle che si trovano sempre negli apparecchi fisici di uso scolastico, senza averne prima misurata la curvatura, quando dallo stesso numero di scintille in una data unità di tempo mi accorgevo che l'azione favorente era sensibilmente eguale su ciascuno degli elettrodi, li sottoponevo a misura trovando i loro diametri quasi identicamente uguali, mentre una ancorchè lieve differenza del numero delle scariche, mi dava proporzionatamente un segno della ineguaglianza dei raggi, provata di poi colla misura diretta.

§ 14. In base alle esperienze fatte, possiamo intanto pervenire a questi principali risultati:

a) L'azione dei raggi invisibili, che accompagnano una scarica elettrica, su di una scintilla è molto complessa, dipendendo sopratutto dalla differenza di curvatura degli elettrodi tra i quali scocca, e variando col dielettrico interposto.

b) L'azione favorente e impedente, quando il dielettrico è aria, si è sempre esercitata sull'elettrodo negativo: la seconda soltanto nel caso che quel polo sia costituito da una punta.

c) Per tutte le distanze esplosive, compatibili colla macchina adoperata, non fu trovata una distanza neutra: l'azione favorente fu riscontrata anche in scintille lunghe tre, quattro volte il diametro degli elettrodi. Tuttavia per distanze comprese tra il raggio e il diametro dell'elettrodo negativo, tale azione parve presentare un massimo.

d) La parte del campo esplosivo che risente dei suaccennati effetti, è la porzione estrema del catodo: non vi ha influenza nessun altro strato immediatamente vicino, nel suo intorno. Anche a sette e più metri di distanza si scorgono gli effetti.

e) La scintilla non è ugualmente ricca nelle varie sue parti di raggi invisibili: dall' anodo al catodo si mostra sempre più efficace, essendo pressochè nulla l' azione della parte vicina all' anodo.

f) L' interporre tra gli elettrodi dello spinterometro passivo un dielettrico solido (vetro, ebanite), induce l' azione favorente sull'elettrodo di curvatura minore (escludendo le punte) sia esso catodo od anodo. Con elettrodi ad eguale curvatura l' azione, soltanto favorente, si esercita su di entrambi.

Da quanto precede, si rilevano risultati abbastanza diversi da quelli che si ottengono adoperando le fiamme o l'arco voltaico; la qual cosa può far pensare che altri agenti accompagnino la scarica, sì da modificare in parte l' azione degli ultravioletti.

L' interposizione poi del dielettrico, genera dunque notevoli variazioni: perciò è mio proposito estendere prossimamente quest' ultimo studio all' esame accurato di altri coibenti, ricorrendo eziandio per opportuni raffronti e conseguenze a radiazioni di altra natura.

Luglio, 1904.

SULLA TEORIA MATEMATICA DELLA CIRCOLAZIONE ATMOSFERICA.

Nota di LUIGI DE-MARCHI [1]).

1. Siano

$$\frac{\partial Z}{\partial x} + h\,\Delta_2 u + 2\,\varepsilon\, v = 0$$

$$(1) \qquad \frac{\partial Z}{\partial y} + h\,\Delta_2 v - 2\,\varepsilon\, u = 0$$

$$\frac{\partial Z}{\partial z} = h\,\Delta_2 w = 0$$

le equazioni di moto di un fluido con attrito, riferito a un sistema di assi rotante con velocità angolare ε intorno all'asse delle z, e in cui possano ritenersi trascurabili le accelerazioni, condizione che si verifica con grande approssimazione nei movimenti più generali dell'atmosfera.

La Z è definita dalla differenza $V - \Pi$ fra il potenziale d'attrazione e il potenziale di pressione $\int \frac{dp}{\mu}$ (ove μ sia la densità) quando la p possa considerarsi come funzione della sola μ; oppure, con opportune trasformazioni di Oberbeck [2]), può esprimersi col trinomio

$$b^2\,\tau - c^2\,\nu + h\,\theta$$

ove b^2, c^2 possono considerarsi, entro lo strato atmosferico, come costanti; τ è l'anomalia di temperatura definita da

$$\tau = T - T_r$$

dove T_r è funzione del solo raggio vettore r; ν è l'anomalia relativa di pressione definita da

$$p = p_1\,(1 + \nu)$$

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem., serie 5, fasc. 9, 1904.
2) Bewegungs-erschein. d. Atmosph. I. Sitzungsber. Berlin, 1888, I. Halbb.

ed esprimente quei cambiamenti di pressione che sono dovuti al movimento; h è il coefficiente d'attrito interno riferito all'unità di massa; θ è la dilatazione cubica.

Dividendo le (1) per $\rho = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$ distanza di un punto, in cui si vuol determinare il moto, da un elemento generico della massa atmosferica, e integrando su tutta la massa stessa, si viene pel teorema di Green [1]) a isolare le u, v, w espresse come una somma di potenziali e derivati di potenziali. Ogni termine di questa somma esprime una componente di velocità dovuta a un particolare elemento fisico o dinamico.

2. La componente indotta dalla rotazione terrestre è espressa dalle componenti secondo gli assi

$$(2) \qquad u_r = \frac{\varepsilon}{2\pi h}\int v_1 \frac{dS}{\rho} \qquad v_r = -\frac{\varepsilon}{2\pi h}\int u_1 \frac{dS}{\rho} \qquad w_r = 0$$

dove le u_1, v_1 esprimono le componenti nel piano del parallelo della velocità in un punto qualunque dello spazio S occupato dall'atmosfera.

Questa componente V_r della velocità totale V forma con questa l'angolo γ definito da

$$V\, V_r \cos\gamma = u\, u_r + v\, v_r = \frac{\varepsilon}{2\pi h}\int (u\, v_1 - v\, u_1)\frac{dS}{\rho}\,.$$

Il binomio $u\, v_1 - u_1\, v$ nell'immediato intorno del punto considerato è nullo; ma noi potremo considerarlo come assai piccolo per tutto lo spazio S presupponendo come postulato che ovunque (salvo in punti, linee o superficie determinate) predomini la componente lungo il parallelo su quella lungo il meridiano. Tale postulato apparisce tanto più legittimo quanto più libero è il movimento, cioè quanto più i punti sono elevati nell'atmosfera, dove meno sensibili sono le perturbazioni locali dovute alla temperatura e all'attrito esterno ed interno. Allora, infatti, è valido con molta approssimazione il teorema delle aree, pel quale ogni moto lungo il meridiano deve as-

1) Vedi le mie "Note di Meteorologia matematica" in Rend. Istit. Lomb. 1902.

sumere dopo breve cammino una forte deviazione verso Est (nell' emisfero boreale).

Noi ammetteremo quindi per approssimazione

$$u\,u_r + v\,v_r = 0$$

cioè

(3) $$-\frac{u}{v_r} = \frac{v}{u_r} = \frac{V}{V_r} = k$$

dove k sarà in generale una funzione di x, y, z, che dobbiamo ritenere ovunque piuttosto piccola, perchè la componente di deviazione V_r basta a deviare il movimento dalla sua direzione iniziale di un angolo assai prossimo al retto, e dev' essere quindi grandissima. Poichè, inoltre, il moto si suppone variare assai lentamente da punto a punto sia in grandezza (accelerazione nulla) sia in direzione (predominio della componente secondo il parallelo), la k potrà ritenersi approssimativamente come costante in un intorno abbastanza vasto del punto considerato. Essa finalmente è positiva, perchè il moto è deviato verso destra (sull' emisfero boreale). Allora dalle (2) si ricava

(4) $$\Delta_2 u + \frac{2\varepsilon k}{h} u = 0 \qquad \Delta_2 v + \frac{2\varepsilon k}{h} v = 0\,.$$

Queste due equazioni esprimono le ipotesi semplificatrici introdotte, cioè la quasi normalità di V_r a V e la costanza di k, e possono sostituirsi, date tali ipotesi, a due delle equazioni del moto.

Poniamo per analogia

(5) $$\Delta_2 w + \frac{2\varepsilon k}{h} w = 0$$

e vediamo quale significato dinamico abbiano le ipotesi rappresentate dalle (4) (5). Le equazioni del moto diventano

(6) $$\begin{aligned} &\frac{\partial Z}{\partial x} - 2\varepsilon\,(k\,u - v) = 0 \\ &\frac{\partial Z}{\partial y} - 2\varepsilon\,(k\,v + u) = 0 \\ &\frac{\partial Z}{\partial z} - 2\varepsilon\,k\,w = 0\,. \end{aligned}$$

Esse ci dicono anzitutto che *l' attrito interno si esplica come un attrito esterno,* il che si può intendere (secondo i concetti di Helmholtz) nel senso che l' energia perduta sia principalmente impiegata a creare dei vortici [1]).

Eliminando inoltre la $\mathbf{Z}$ e indicando con ξ, η, ζ le componenti della rotazione

$$\xi = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\right), \quad \eta = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z}\right), \quad \zeta = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right)$$

e con ξ_r, η_r, ζ_r le analoghe oomponenti della rotazione nel moto V_r, si ha

$$2\xi = -\frac{1}{k}\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v_r}{\partial z} = 2\xi_r$$

$$2\eta = \frac{1}{k}\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial u_r}{\partial z} = 2\eta_r$$

$$2\zeta = \frac{1}{k}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \left(\frac{\partial u_r}{\partial y} - \frac{\partial v_r}{\partial x}\right) = 2\zeta_r$$

cioè *la rotazione del moto reale è esclusivamente quell a indotta dalla rotazione terrestre,* o, in altre parole, la circolazione convettiva dell' atmosfera non ammette potenziale di moto solo perchè è perturbata dalla rotazione terrestre.

3. Rimane a vedere quali condizioni le ipotesi assunte impongano alla $\mathbf{Z}$. Le equazioni (6) possono scriversi sotto la forma

$$(7) \qquad \begin{aligned} u &= \frac{k}{2\varepsilon(1+k^2)}\left\{\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial x} + \frac{1}{k}\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial y}\right\} \\ v &= \frac{k}{2\varepsilon(1+k^2)}\left\{\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial y} - \frac{1}{k}\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial x}\right\} \\ w &= \frac{1}{2\varepsilon k}\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial z}. \end{aligned}$$

Perchè le equazioni generali del moto (1) siano soddisfatte

1) Arrhenius. Lherb. d. Kosm. Physik, pag. 679. Anche il Sandström (ibid. pag. 740) assume tale semplificazione dell'attrito interno in esterno. Qui ne vediamo il significato cinematico e definiamo il sistema di movimenti che essa determina.

identicamente da queste espressioni di u, v, w, la $\mathbf{Z}$ deve soddisfare alle tre condizioni

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\Delta_2 \mathbf{Z} + \frac{2\varepsilon h}{h}\mathbf{Z}\right) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial y}\left(\Delta_2 \mathbf{Z} + \frac{2\varepsilon k}{h}\mathbf{Z}\right) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\Delta_2 \mathbf{Z} + \frac{2\varepsilon k}{h}\mathbf{Z}\right) = 0$$

che si riducono, a meno di una costante aggiuntiva alla $\mathbf{Z}$, all' unica

(8) $$\Delta_2 \mathbf{Z} + \frac{2\varepsilon k}{h}\mathbf{Z} = 0.$$

È facile vedere come questa condizione non sia soltanto necessaria, ma anche sufficiente perchè le (7) soddisfacciano identicamente le equazioni del moto, e possano quindi sostituirsi a queste le (4) (5), dalle quali le (7) derivano.

Tutte le funzioni incognite del problema sono quindi integrali della sola equazione differenziale

(9) $$\Delta_2 f + a^2 f = 0 \quad \left(a^2 = \frac{2\varepsilon k}{h}\right)$$

già integrata in molti altri problemi di fisica matematica. Non sono però integrali indipendenti, in quanto le u, v, w sono esprimibili colla $\mathbf{Z}$ mediante le (7); basta quindi determinare un solo integrale dell' equazione (9).

4. Supponendo eseguite le integrazioni, dalle espressioni di u, v, w si deducono le componenti relative alla superficie della terra, verticale verso l' alto (V), meridiana verso nord (N) e parallela verso est (E) colle formole

(10) $$\begin{aligned} V &= \quad (u \cos\phi + v \operatorname{sen}\phi) \operatorname{sen}\vartheta + w \cos\vartheta \\ N &= -(u \cos\phi + v \operatorname{sen}\phi) \cos\vartheta + w \operatorname{sen}\vartheta \\ E &= -\ u \operatorname{sen}\phi + v \cos\phi \end{aligned}$$

ove ϑ è la colatitudine, ϕ la longitudine est contata da un meridiano iniziale.

Noi supponiamo una distribuzione simmetrica intorno all' asse e rispetto all' equatore, per la quale V, N, E debbono essere indipendenti da ϕ, e per la quale ai valori ϑ e $\pi - \vartheta$

della colatitudine debbono corrispondere valori eguali per V ed E, valori eguali ma di segno contrario per N.

Trasformiamo analogamente le equazioni del moto (6) in coordinate polari mediante le formule di trasformazione

$$x = r \operatorname{sen} \vartheta \cos \varphi \quad y = r \operatorname{sen} \vartheta \operatorname{sen} \varphi \quad z = r \cos \vartheta .$$

Notando che per la simmetria dev' essere pure $\frac{\partial Z}{\partial \varphi} = 0$, si ha

$$\text{(11)} \qquad \begin{aligned} &\frac{\partial Z}{\partial \vartheta} + 2 \varepsilon k \mathrm{N} + 2 \varepsilon \mathrm{E} \cos \vartheta = 0 \\ &k \mathrm{E} + \mathrm{V} \operatorname{sen} \vartheta - \mathrm{N} \cos \vartheta = 0 \\ &\frac{\partial Z}{\partial r} - 2 \varepsilon k \mathrm{V} + 2 \varepsilon \mathrm{E} \operatorname{sen} \vartheta = 0 \end{aligned}$$

donde si ricavano

$$\text{(12)} \qquad \begin{aligned} &2 \varepsilon (1 + k^2) \mathrm{V} = - \frac{1}{k} \operatorname{sen} \vartheta \cos \vartheta \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} + \left(k + \frac{\cos^2 \vartheta}{k} \right) \frac{\partial Z}{\partial r} \\ &2 \varepsilon (1 + k^2) \mathrm{N} = \frac{1}{k} \operatorname{sen} \vartheta \cos \vartheta \frac{\partial Z}{\partial r} + \left(k + \frac{\operatorname{sen}^2 \vartheta}{k} \right) \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} \\ &2 \varepsilon (1 + k^2) \mathrm{E} = - \left(\cos \vartheta \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} + \operatorname{sen} \vartheta \frac{\partial Z}{\partial r} \right) \end{aligned}$$

che equivalgono alle (7) espresse in coordinate polari.

5. L' integrale generale della (9) è

$$\text{(13)} \qquad f = \sum_{n=0}^{n=\infty} \mathrm{R}_n \sum_{s=0}^{s=n} (\mathrm{C}_s \cos s \varphi + \mathrm{D}_s \operatorname{sen} s \varphi) \Theta_{ns}$$

ove C_s, D_s sono due costanti,

$$\begin{aligned} \mathrm{R}_n = a_n z^n &\left\{ 1 - \frac{a^2 r^2}{2(2n+3)} + \frac{a^4 r^4}{2.4(2n+3)(2n+5)} - \ldots \right\} \\ + \frac{b_n}{z^{n+1}} &\left\{ 1 - \frac{a^2}{2(2n+3)} \frac{1}{r^2} + \frac{a^4}{2.4(2n+3)(2n+5)} \frac{1}{r^4} - \ldots \right\} \end{aligned}$$

essendo pure a_n, b_n delle costanti, ed r il raggio vettore dal centro della terra,

$$\Theta_{ns} = \text{sen}^s \vartheta \left\{ \cos^{n-s} \vartheta - \frac{(n-s)(n-s-1)}{2(2n-1)} \cos^{n-s-2} \vartheta + \right.$$

$$\left. + \frac{(n-s) \ldots\ldots (n-s-3)}{2.4\,(2n-1)(2n-3)} \cos^{n-s-4} \vartheta - \ldots\ldots \right\}.$$

Per la simmetria del sistema rispetto all' asse terrestre la $\mathfrak{Z}$, che è uno di questi integrali, dev' essere indipendente da ϕ; debbono quindi essere nulli tutti i coefficienti C_s, D_s per s diverso da 0. Per la simmetria rispetto all' equatore la $\mathfrak{Z}$ deve contenere inoltre soltanto potenze pari di $\cos \vartheta$, deve essere cioè della forma

$$\mathfrak{Z} = \sum_{m=0}^{m=\infty} R_{2m} \left\{ \cos^{2m} \vartheta - \frac{2m(2m-1)}{2(4m-1)} \cos^{2m-2} \vartheta + \ldots\ldots \right\}.$$

È facile vedere come questa posizione soddisfaccia, in base alle (12) anche alle condizioni di simmetria necessaria per V, N, E.

Il problema è quindi analiticamente risolto per ogni regione dell' atmosfera entro la quale la k, e quindi la a^2, possano considerarsi come costanti, e se ne conosca il valore. In altra comunicazione vedremo che queste due condizioni si verificano nello strato d' aria a contatto colla terra.

Ma la forma degli integrali non varia col variare continuo, ma lentissimo, di k, cioè col passaggio da una regione all'altra; essi ci esprimono quindi il sistema dei movimenti in tutta l' atmosfera.

6. Ricordiamo le equazioni (12)

$$2\varepsilon(1+k^2)\,V = -\frac{1}{k} \text{sen}\,\vartheta \cos\vartheta \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta} + \left(k + \frac{\cos^2\vartheta}{k}\right) \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial r}$$

$$(14) \qquad 2\varepsilon(1+k^2)\,N = \frac{1}{k} \text{sen}\,\vartheta \cos\vartheta \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial r} + \left(k + \frac{\text{sen}^2\vartheta}{k}\right) \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}$$

$$2\varepsilon(1+k^2)\,E = -\left(\cos\vartheta \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta} + \text{sen}\,\vartheta \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial r}\right)$$

che esprimono, in base ai postulati ivi accolti, le relazioni che legano le componenti del moto dell' aria (verticale, meridiana e parallela) colla distribuzione degli elementi fisici raccolti nella $\mathfrak{Z}$.

Volendo che queste equazioni siano valide anche sulla superficie terrestre dovremo porre che per $r = r_0$ (raggio della terra) sia $V = 0$, ossia

$$(15) \qquad \left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial r}\right)_0 = \frac{\operatorname{sen} \vartheta \cos \vartheta}{k^2 + \cos^2 \vartheta} \left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0$$

Allora si ha

$$(16) \qquad \begin{aligned} N_0 &= -\frac{1}{2\varepsilon} \frac{k}{k^2 + \cos^2 \vartheta} \left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 \\ E_0 &= -\frac{1}{2\varepsilon} \frac{\cos \vartheta}{k^2 + \cos^2 \vartheta} \left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 \end{aligned}$$

Queste equazioni ci dicono che, se $\left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0$ si annulla per valori di ϑ compresi fra 0 e $\frac{\pi}{2}$, in corrispondenza a ciascuna di quelle latitudini vi è presso terra una zona di calma. Noi sappiamo che infatti ne esiste almeno una nelle latitudini subtropicali e forse un' altra presso il cerchio polare: la $\left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 = 0$ deve quindi ammettere una o due radici distinte. Inoltre le N_0 E_0 non debbono diventare grandissime per latitudini molto piccole per le quali, essendo piccolo anche k^2, il denominatore sia molto grande. Soddisferemo a questa condizione ponendo che la $\left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0$ ammette come fattore $k^2 + \cos^2 \vartheta$.

Poniamo:

$$\mathfrak{Z} = a + b \cos^2 \vartheta + c \cos^4 \vartheta + d \cos^6 \vartheta + \ldots .$$

dove le a, b, c son formate colle R_n. Allora

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 = - \operatorname{sen} \vartheta \cos \vartheta \, \{2\, b_0 + 4\, c_0 \cos^2 \vartheta + 6\, d_0 \cos^4 \vartheta + \ldots \}.$$

Volendo che la $\left(\frac{\partial Z}{\partial \vartheta}\right)_0$ ammetta, oltre il fattore $k^2 + \cos^2\vartheta$, un altro fattore il cui annullarsi definisca una zona di calma, potremo arrestarci a tre termini dello sviluppo tra parentesi. L' espressione precedente deve allora potersi ridurre alla forma

$$-\operatorname{sen}\vartheta\cos\vartheta\,(k^2+\cos^2\vartheta)\,(x+y\cos^2\vartheta)\,,$$

Basterà perciò porre

$$k^2 x = 2\,b_0 \quad x + k^2 y = 4\,c_0 \quad y = 6\,d_0$$

Allora si avrà

$$\text{(17)}\qquad \begin{aligned} N_0 &= \frac{k}{2\varepsilon}\operatorname{sen}\vartheta\cos\vartheta\,(x+y\cos^2\vartheta) \\ E_0 &= \frac{1}{2\varepsilon}\operatorname{sen}\vartheta\cos^2\vartheta\,(x+y\cos^2\vartheta)\,. \end{aligned}$$

La necessità dell' esistenza di una o più zone di inversione della E è dimostrata dalla invariabilità, che si può ammettere assoluta, della velocità di rotazione della terra. La E tende infatti, per l' attrito colla superficie terrestre a variare tale velocità di rotazione; bisogna quindi che la risultante del momento di rotazione di questo attrito sia nulla, che sia cioè (trascurando le variazioni piccolissime di densità, e indicando con A il coefficiente d'attrito):

$$\text{(18)}\qquad A\int r\operatorname{sen}\vartheta\,E\,d\sigma = 0$$

esteso l' integrale a tutta la superficie σ dell'emisfero. Ponendo per E il suo valore (17) e $d\sigma = r^2\operatorname{sen}\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$, l' integrale è nullo quando

$$y = -\frac{7}{3}\,x\,.$$

La zona di calma verrebbe a cadere alla latitudine definita da $\cos^2\vartheta = \frac{3}{7}$ cioè fra il 40° e 41° parallelo.

Questa latitudine apparisce troppo elevata, specialmente se si confronta colla posizione della zona di calma nell' emisfero

australe, fra 20° e 30° lat. Ciò può spiegarsi come conseguenza del supposto che A sia costante, mentre, essendo le aree continentali agglomerate nelle latitudini più basse, specialmente nell'emisfero australe, la A deve ritenersi crescente con ϑ, con che la zona di inversione della E viene abbassata verso l'equatore. Ma può anche indicare che bisogna estendere lo sviluppo di $\mathbf{Z}$ a termini d'ordine superiore. Qualora si confermasse il fatto, che pare constatato dalle osservazioni fatte alle più alte latitudini artiche e antartiche, del predominio di correnti divergenti dal polo, tale necessità sarebbe evidente, dovendosi ammettere un'altra zona di calma a latitudini circumpolari, rispondente a una latitudine per la quale $\left(\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 = 0$, e di cui sarebbe un indizio la zona di basse pressioni presso il cerchio polare nell'Atlantico settentrionale. Aggiungendo un altro termine allo sviluppo di $\mathbf{Z}$ l'espressione di E conterrebbe il fattore

$$x + y \cos^2 \vartheta + z \cos^4 \vartheta = z\,(a - \cos^2 \vartheta)\,(b - \cos^2 \vartheta)$$

dove, per la (18) le x, y, z sarebbero legate dalla relazione

$$x + \frac{3}{7} y + \frac{5}{21} z = 0$$

e le radici a, b dall'equivalente

$$ab - \frac{3}{7}(a + b) + \frac{5}{21} = 0.$$

Questa ci dice che *qualora si assuma come posizione della zona subtropicale di calma la posizione, che è comunemente accolta come posizione media normale, di circa 35° lat. rispondente ad* $a = \frac{1}{3}$, *si ha* $b = 1$; *cioè si avrebbe ancora una sola zona di calma, perchè l'altra verrebbe a raccogliersi nel polo,* dove le E_0 N_0 già si annullano per il fattore sen ϑ che entra nella loro espressione. *Qualora invece esista realmente una zona circumpolare, bisogna ammettere anche la subtropicale a latitudini più basse perchè a e b at-*

torno ai due valori $\frac{1}{3}$, 1 *diminuiscono contemporaneamente.*

Noi vediamo quindi che, per rispetto alla posizione della zona o della zona di calma, le nostre formole, specie quando la $\mathbf{Z}$ si intenda sviluppata fino al termine in $\cos^2 \vartheta$, rispondono perfettamente alla realtà.

7. Il segno di $E_0 N_0$ dipende dal segno di x, cioè di b_0. Ammettiamo che presso l' equatore sia $\left(\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 > 0$. Approssimativamente è (trascurando $h\,\theta$, per la piccolezza di h)

$$\mathbf{Z} = b^2 \tau - c^2 \nu$$

dove b^2 è circa il triplo di c^2. Infatti [1])

$$b^2 = \alpha\, g\, r_0 \qquad c^2 = \frac{p_0}{\mu_0}$$

e quindi

$$\frac{b^2}{c^2} = \frac{\alpha\, r_0\, \mu_0\, g}{p_0} = \frac{r_0}{273\,.\,\mathrm{H}}$$

dove $\alpha = \frac{1}{273}$ e H è l' altezza di un' atmosfera omogenea, di densità μ_0, cioè circa 8000 m. Ponendo $r_0 = 6370000$, si ha

$$\frac{b^2}{c^2} = \frac{637}{218}\,.$$

Per il nostro supposto bisogna che la ν o diminuisca verso l' equatore, o cresca con una rapidità che sia minore di tre volte quella con cui cresce la temperatura, perchè la condizione sia soddisfatta. Allora b_0 è negativo; quindi E_0, N_0 sono negativi a sud (alisei), positivi a nord della zona di calma. In questa $\left(\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \vartheta}\right)_0 = 0$; la $\mathbf{Z}$ presenta cioè ivi un minimo, rispondente a un massimo di ν cioè della pressione.

Così, senz'altri postulati, oltre quelli posti a base delle nostre formole originarie, siamo condotti a una rappresentazione

1) Note di Meteor. matem. I, § 2.

della circolazione presso la superficie terrestre affatto conforme alla realtà.

8. Il moto superficiale ci serve anche a definire il significato fisico di k presso terra. Dalle (17) si ricava infatti

$$\frac{E_0}{N_0} = \frac{\cos \vartheta}{k} \,. \tag{19}$$

Ora $\frac{E_0}{N_0}$, nella distribuzione simmetrica, quale noi l' abbiamo supposta, degli elementi fisici e dinamici, per la quale il gradiente è diretto secondo il meridiano, non è altro che la tangente trigonometrica dell' *angolo normale di deviazione*, la quale, secondo le formole di Guldberg e Mohn, è definita da

$$\operatorname{tang} \gamma = \frac{2 \varepsilon \cos \vartheta}{A}$$

dove A indica, come già si disse, il coefficiente d' attrito superficiale. Quindi sulla superficie terrestre è

$$k = \frac{A}{2\varepsilon} \tag{20}$$

e la costante a^2 che entra nelle espressioni delle R_n sulla superficie terrestre assume il valore costante $\frac{A}{h}$. Presso terra la distribuzione dei moti e degli elementi fisici è cioè data da un solo sistema di integrali (13).

Ammettendo che a tutte le altezze la k sia espressa dalla (20), dovremo ammettere che la A, la quale esprime l'attrito fra due strati contigui, varii in modo continuo. Il supposto più naturale è che essa vada diminuendo coll'altezza e quindi in tutte le regioni dell'aria, ove la V possa ritenersi trascurabile, l'angolo di deviazione, la cui tangente è definita da $\frac{E}{N}$, sarebbe tanto maggiore quanto è maggiore l'altezza, come l'osservazione conferma, almeno fino alla zona dei cirri [1]).

1) Sandström (Arrhenius, Kosm. Physik, pag. 761) ammette invece che nella zona più nuvolosa, fra 1000 e 3000 m., la A sia sensibilmente maggiore che negli strati più bassi e più alti, basandosi sulla distribuzione della velocità delle varie specie di nubi. Ma i dati su cui si fonda (l. c. pag. 550) sono scarsi, e poco concludenti nel senso da lui voluto.

8. Per determinare le $\mathbf{Z}$, V, N, E negli strati superiori bisognerebbe fissare delle condizioni anche per una superficie limite superiore. Non potendo ciò farsi senza arbitrio, non possiamo che fare delle induzioni generiche per gli strati inferiori.

Già a piccola distanza dalla superficie terrestre la temperatura e la pressione presentano un andamento regolare di decremento dall'equatore al polo. La temperatura va anzi rapidamente eguagliandosi, cosicchè la $\mathbf{Z}$ può intendersi formata colla sola ν, ed è, al di sopra di una certa altezza, costantemente

$$\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \vartheta} < 0 \, .$$

Quanto a $\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial r}$ noi assumeremo come valido fino ad una certa altezza il valore che vale sulla superficie terrestre e che è definito, per l'annullarsi di V, da

$$(21) \qquad \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial r} = \frac{\operatorname{sen}\vartheta \cos\vartheta}{k^2 + \cos^2\vartheta} \left(\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \vartheta}\right) = -\frac{2\varepsilon}{k} \mathrm{N}_0 \operatorname{sen}\vartheta \cos\vartheta = -\frac{2\varepsilon}{k} \mathrm{E}_0 \operatorname{sen}\vartheta \, .$$

La costanza, entro un certo strato $\frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial r}$ presuppone la costanza del gradiente termico verticale $\frac{\partial \tau}{\partial r}$, e quella del gradiente barico verticale $\frac{\partial \nu}{\partial r}$. Quanto al primo supposto esso si può accettare come vero soltanto approssimativamente, secondo le recenti misure di temperatura negli strati più elevati. Quanto al secondo osserviamo che secondo la definizione di ν

$$\log (1 + \nu) = \nu = \log \frac{p}{p_1} = \log \frac{p_0}{p_1} - \log \frac{p_0}{p}$$

dove p_0 è la pressione presso terra. Ora secondo la formola di Laplace

$$\log \frac{p_0}{p_1} = \mathrm{C}_1 h$$

dove h è l' altitudine e C_1 la costante della formola per aria ferma. Analogamente si potrà porre

$$\log \frac{p_0}{p} = C h$$

dove C è la costante per l'aria in moto. Quindi

$$\frac{\partial \nu}{\partial r} C_1 = - C .$$

Combinando le (15) colle (21) si ha

$$(22) \quad \begin{cases} 2\varepsilon (1 + k^2) k N = -\frac{2\varepsilon}{k} N_0 \operatorname{sen}^2 \vartheta \cos^2 \vartheta - (k^2 + \operatorname{sen}^2 \vartheta) \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} \\ 2\varepsilon (1 + k^2) E = - \cos \vartheta \frac{\partial Z}{\partial \vartheta} + \frac{2\varepsilon}{k} \operatorname{sen}^2 \vartheta \, E_0 . \end{cases}$$

All' equatore vi è zona di calma in tutto lo strato.

Partendo dall' equatore N è in principio positivo (N_0 negativo), e si conserva tale anche fin oltre la zona di calma. Al di là la N_0 diventa positiva, cresce in valore assoluto, e anche il suo fattore $\operatorname{sen}^2 \vartheta \cos^2 \vartheta$ si accosta al suo valore massimo, mentre $\operatorname{sen}^2 \vartheta$ diminuisce. Si comprende quindi come la N diventi negativa, come dimostrano i recenti studi di Hildebrandsson [1]). Se sulla superficie terrestre supponiamo una sola zona di calma, la N si manterrà negativa fino al polo ove si annulla; se ne ammettiamo due, presso il polo ritornerà positiva.

La E presso l' equatore è negativa (E_0 negativa, $\cos \vartheta$ e $\left(\frac{\partial Z}{\partial \vartheta}\right)_0$ molto piccole) a tutte le altezze, e si mantiene tale finchè il secondo termine predomina sul primo. Ma col crescere della latitudine il primo termine cresce rapidamente, mentre il secondo diminuisce: E quindi passa attraverso lo zero (prima della zona di calma) ai valori positivi, e si mantiene po-

1) Hildebrandsson et Teisserenc de Bort. Les bases de la Météorologie dynamique, 6.e livr., Paris, Gauthier Villars 1908. La necessità di questo moto divergente dal polo, come compenso del moto convergente verso terra lungo ogni verticale, è una chiara conseguenza dell equazione di continuità; altrimenti si accumulerebbe aria da una parte della verticale stessa a spese dell' altra parte. (Vedi anche Arrhenius, l. c., pag. 689).

sitiva (diventando tale anche la E_0) fino al polo se supponiamo una sola zona di calma presso terra, altrimenti può ridiventare negativa oltre la zona circumpolare.

Quanto alla V si avrebbe

$$2\varepsilon\,(1+k^2)\,kV = \operatorname{sen}\vartheta\cos\vartheta\left\{\left(\frac{\partial Z}{\partial\vartheta}\right)_0 - \frac{\partial Z}{\partial\vartheta}\right\}$$

la quale non permette una valutazione nemmeno del segno della V, ignorandosi la legge con cui varia la Z a livelli diversi. Ci varremo perciò della seconda delle (11)

$$\text{(23)} \qquad V\operatorname{sen}\vartheta = -kE + N\cos\vartheta$$

la quale ci dice che presso l'equatore V ha segno opposto di E, cioè è positiva; dove E si annulla è ancora positiva come N; dove N si annulla, oltre la zona di calma, è già negativa e si mantiene tale anche a latitudini superiori dove anche la N è negativa. Se vi sono due zone di calma presso il polo ritorna positiva.

Abbiamo quindi uno schema di circolazione che risponde abbastanza bene alla realtà. *Sopra l'aliseo domina prima il vento di* S E *che gira nel controaliseo di* S W, *ambedue con componente ascendente. Il controaliseo si prolunga anche sulla zona di calma* [1]. *Nelle latitudini medie ed elevate domina vento di* N W *con componente discendente. Questo si prolunga fino al polo se non esiste la zona di calma circumpolare; altrimenti oltre questa torna a dominare vento di* S E *(sopra il* N W *inferiore) con componente ascendente.*

Non si esclude che negli strati altissimi dell'atmosfera le condizioni siano affatto diverse.

---

1) Questa, e la calma equatoriale a tutte le altezze, sono le sole due condizioni che sarebbero in contraddizione coi risultati di Hildebrandsson, secondo i quali il controaliseo si arresta al limite polare dell'aliseo, e sopra la calma equatoriale domina in tutto l'anno una corrente orientale. Ma, data la continua oscillazione delle zone di calma, e i movimenti monsonici, si comprende come non si possano verificare esattamente nel fatto le conclusioni generali che risultano dalla teoria, e come in particolare sull'equatore domini sempre vento di Est.

SULLA VARIAZIONE DEL CAMPO MAGNETICO ORIZZONTALE TERRESTRE COLL'ALTEZZA SUL LIVELLO DEL MARE.

Nota del Dott. A. POCHETTINO [1]).

Le recenti ricerche sulla distribuzione delle forze magnetiche terrestri, hanno più che mai resa interessante la ricerca della variazione del campo magnetico della terra coll'altezza sul livello del mare. Dallo studio di tutto il nuovo materiale d'osservazione lo Schmidt [2]) giunge ad un risultato di capitale importanza, che cioè, malgrado la parte essenziale delle forze magnetiche terrestri sia da riguardarsi come dovuta all'interno della terra, circa $^1|_{40}$ però della forza totale viene generato all'infuori di esso e che la sua ragione d'essere deve, forse, essere ricercata nei fenomeni elettrici che si compiono nell'atmosfera; ciò appare tanto più verosimile ora che le nuovissime ricerche su questi fenomeni hanno condotto ad ammettere l'esistenza di vere e proprie correnti nell'atmosfera.

La teoria di Gauss [3]), nell'ipotesi che le cause della magnetizzazione terrestre siano interne alla terra, permette di calcolare la variazione della componente orizzontale del magnetismo terrestre coll'altezza sul livello del mare; per le nostre regioni essa dovrebbe essere circa di 0,0001 unità per ogni 1000 metri di elevazione.

Sperimentalmente la questione venne studiata da molti per cercare di controllare coi dati dell'esperienza questo risultato puramente teorico, e il risultato quasi generalmente concordo di tutte le misure compiute è che realmente esiste una diminuzione della componente orizzontale coll'altezza sul livello del mare, ma è notevole il fatto che le misure più

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem., 1904.

2) Aër. Mitth. 1901, pag. 188; Ebert H., Magnetische Messungen in Ballon.

3) Sitz. Ber. d. Wiener Akademie, 107, 2°, pag. 753, 1898; Liznar. Ueber die Änderung der erdmagnetischen Kraft mit der Höhe.

attendibili fatte nelle migliori condizioni assegnerebbero a questa diminuzione un valore molto maggiore di quello che risulta dalla teoria di Gauss.

Nessun dubbio può quindi ormai più sussistere che questa diminuzione esista, poichè se anche nell' interno delle montagne si trovassero delle masse di materiale magnetico, queste dovrebbero portare un aumento nella componente orizzontale sulla sommità, anzichè una diminuzione; rimane però la questione dell' ammontare di questa variazione.

In una mia Nota precedente [1]) ho riferito sui risultati di alcune misure relative della componente orizzontale del magnetismo terrestre compiute durante l' estate del 1899 nel gruppo del Gran Sasso d' Italia e precisamente nelle seguenti località: Assergi, Grotta dell' Oro, Rifugio del C. A. I., vetta di M. Corno, con un dislivello massimo di 2100 metri, una differenza massima in latitudine di 3',99, e di 3',17 in longitudine. La conclusione di quelle misure, eseguite alternativamente in basso e in alto a pochi giorni d' intervallo, fu che la diminuzione della componente orizzontale è anche in questa località marcata, e ammonta a circa 0,0005 unità per un' elevazione di 1000 metri. Per giungere però a risultati comparabili fra di loro, essendo abbastanza notevoli le differenze in longitudine e in latitudine fra le varie stazioni d'osservazione, usate durante quella ricerca, io avevo dovuto calcolare per mezzo di successive approssimazioni dalle misure fatte dai professori Keller, Chistoni, Palazzo e Folgheraiter i gradienti della componente orizzontale colla latitudine e colla longitudine in Italia, per ridurre poi tutte le osservazioni alla stessa verticale. M' ero proposto in seguito di continuare la ricerca sullo stesso gruppo del Gran Sasso d' Italia facendo osservazioni tutto all' intorno del massivo principale, ma l' enorme sviluppo di questo comprendente un circuito di quasi 100 kilometri e la difficoltà d' accesso in certe località, m' impedirono di portare a compimento la ricerca che m' ero prefisso di fare, e perciò pensai di cercare una regione ove queste misure potessero effettuarsi in stazioni non troppo differenti in longi-

1) Rend. Accad. Lincei, 8, (5), pag. 204, 1899.

tudine e latitudine, con un notevole dislivello fra di loro e che infine non presentassero roccie magnetiche che potessero turbare le misure.

Credo di aver trovato due buone stazioni nel gruppo del M. Rocciamelone nelle Alpi Graie e intendo ora riferire sulle misure che vi ho compiuto nell' Ottobre del 1902.

Le due stazioni sono le seguenti:

I. *Abbazia di S. Eldrado nel Comune di Novalesa:* La stazione trovasi all' estremo limite est del giardino dell'Abbazia, su roccia micascistosa coperta di terriccio; le sue coordinate geografiche sono: longitudine 0°,40',30" ovest dell' Osservatorio di Torino, latitudine: 45°,10',33" nord, altezza sul livello del mare: circa 900 m.

II. *Colle delle Marmotere.* La stazione trovasi un po' a sud-est di questo colle che si apre nei calcescisti alpini che costituiscono la cresta del gruppo del Rocciamelone, proprio sul confine franco-italiano; le coordinate del punto d' osservazione sono: longitudine 0°,37',0" ovest dell' Osservatorio di Torino, latitudine: 45°,12',28" nord, altezza sul livello del mare circa 3400 m.

Le due stazioni differiscono dunque in longitudine di 3',5, in latitudine di 1',9, in altezza poi di circa 2500 metri; rispetto quindi alle stazioni del Gran Sasso d' Italia queste presentano il vantaggio di una differenza in altezza maggiore e di una differenza in latitudine minore, ciò che sopratutto importa essendo il gradiente in latitudine per questa regione di circa 0,00035 per 1'.

Gli strumenti adoperati in queste misure sono due magnetometri: l' uno di grande modello, gentilmente imprestatomi dal Prof. A. Naccari dell' Università di Torino, costruito dalla Ditta Salmoiraghi di Milano; l' altro favoritomi dal Prof. Palazzo è il piccolo magnetometro da viaggio che lo stesso Professore Palazzo fece costruire dal Salmoiraghi per lo studio delle perturbazioni magnetiche locali. Ambedue sono muniti di magneti tubolari, modello Schneider, con scala incisa o fotografata su un vetro applicato all' estremità nord. Il primo magnetometro ha un magnete che porta come distintivo incise

le lettere N3 W8, il secondo un magnete distinto colla scritta 502 A.

Con ogni cura vennero determinati i due coefficienti termici a e b della formula:

$$M_t = M_0 (1 - at - bt^2)$$

per i due magneti usati. Essi vennero dedotti col metodo dei seni, portando i due magneti successivamente alle seguenti temperature:

0°, 20°, 40°, 20°, 0°, 20°, 40°, 20°, 0°

ed osservando le deviazioni da essi prodotte, alle diverse temperature, su un piccolo magnete orizzontale, alla distanza di 22 centimetri. Dalle 9 misure di deviazione così eseguite si determinarono i due coefficienti a, b, medi fra le temperature 0° e 40° per i due magneti.

Ne risultò pel magnete 502 A del magnetometro Palazzo la formula:

$$M_t = M_0 (1 - 0{,}0003400\, t - 0{,}00000092\, t^2)$$

e per il magnete N3 W8 Salmoiraghi la formola:

$$M_t = M_0 (1 - 0{,}0003730\, t - 0{,}00000007\, t^2)$$

mediante le quali vennero corrette le durate di oscillazione osservate.

Affine di rendere sempre più attendibili i risultati, le misure vennero compiute così: Dapprima si fece alla stazione inferiore una serie di confronti fra le durate di oscillazioni dei due magneti, quindi il magnetometro Palazzo venne portato sul Colle delle Marmotere e qui furon fatte due serie di misure, mentre *contemporaneamente* in basso si facevano due corrispondenti serie col magnetometro Salmoiraghi, quindi si ripetè in basso di nuovo un altro confronto fra i due magnetometri. Possiamo così confrontare le durate di oscillazione in basso e in alto del magnete 502 A, e confrontare il valore della durata d'oscillazione del magnete 502 A alla stazione superiore con quella che *in quello stesso istante* avrebbe avuto alla stazione inferiore.

La durata d' oscillazione venne determinata col solito modo usato dal Prof. Palazzo nei suoi viaggi per la carta magnetica d' Italia. che dà la media 20 gruppi di 100 oscillazioni 'una, 10 in senso pari e 10 in senso dispari.

Riporto qui ora le medie durate di una oscillazione, corette per la temperatura, ricavate da gruppi di 3 serie di scillazioni l' una:

Confronto fra i due magnetometri.

Luogo d' osservazione: Abbazia della Novalesa.

Prima della salita:		Dopo la salita:	
iorno: 14 Ottobre		Giorno: 17 Ottobre	
Magnete 502 A	Magnete N8 W8	Magnete 502 A	Magnete N8 W8
s	s	s	s
3,8014	4,3336	3,8008	4,3332
3,8012	4,3338	3,8013	4,3336
3,8015	4,3340	3,8011	4,3333
3,8013	4,3334		4,3335
3,8010	4,3333	Giorno: 18 Ottobre	
ledia 3,80128			
		3,8014	4,3337
		3,8011	4,3334
		Media 3,80114	

Risulta quindi fra le due durate d' oscillazione un rapporto eguale a

$$\frac{4,33351}{3,80121} = 1,14003.$$

Veniamo ora alle misure comparative fra l'Abbazia della ovalesa e il Colle delle Marmotere.

Giorno: 16 Ottobre, dalle ore 11,50′ alle 14.

Colle delle Marmotere	Abbazia della Novalesa
Magnete 502 A	Magnete N3 W8
s	s
3,8135	4,3336
3,8136	4,3341
3,8132	4,3334
3,8134	4,3338
Media 3,81342	Media 4,33372

Possiamo procedere ora al calcolo del rapporto $\frac{H}{H'}$, chiamando con H e H′ rispettivamente i due valori della componente orizzontale nelle due località, confrontando la durata d'oscillazione del magnete 502 A sul Colle delle Marmotere, colla durata d'oscillazione che esso avrebbe avuta nella stessa ora all'Abbazia della Novalesa, dato che in quell'ora il magnete N3 W8 aveva una durata d'oscillazione di $4^s,33347$, e che il rapporto fra le durate d'oscillazione dei due magneti è di 1,14003.

Otteniamo così:

$$\frac{H}{H'} = \frac{(3,81342)^2}{(3,80141)^2} = 1,00633 .$$

Se ora confrontiamo la durata d'oscillazione del magnete 504 A sul Colle delle Marmotere, colla media delle durate d'oscillazione del magnete stesso prima e dopo la salita, troviamo $\frac{H}{H'} = 1,00640$.

La buona concordanza dei due risultati ci prova come in quei giorni non vi siano state in quella regione perturbazioni magnetiche di sorta. Noi abbiamo dunque come valore del rapporto $\frac{H}{H'}$ il numero 1,00633.

Bisogna ora però applicare le correzioni per la differenza in longitudine e latitudine.

Dalle stazioni seguenti che sono le più prossime al monte Rocciamelone ove siano state fatte misure magnetiche assolute:

Aosta: $\varphi = 45°.44',0 - \lambda = 7°.18',8 - h = 588^{m} - H = 0,21093$

Ivrea: $\varphi = 45°.28',5 - \lambda = 7°.52',2 - h = 269^{m} - H = 0,21062$

Bardonecchia: $\varphi = 45°.\ 4',6 - \lambda = 6°.42',4 - h - 1300 - H = 0,21192$

T. Pellice: $\varphi = 44°.49',2 - \lambda = 7°.13',8 - h = 515 - H = 0,21442$

applicando come correzione approssimativa per la riduzione al livello del mare 0,0005, si ricavano all' incirca i seguenti valori per queste correzioni:

+ 0,00007 per ogni primo di differenza in longitudine andando verso est,

+ 0,00037 per ogni primo di differenza in latitudine andando verso sud.

Per quanto queste stazioni per la natura del suolo non siano le più adatte, per il calcolo di queste correzioni, pure i numeri ottenuti, così simili a quelli già trovati per le altre regioni d' Italia, m' inducono ad usarli senz' altro, talchè trovo in cifra tonda:

$$\frac{H}{H'} = 1,005 .$$

Essendo il dislivello fra le due stazioni, ora ridotte alla stessa verticale, di circa 2500 metri, otteniamo come variazione per la H coll' altezza sul livello del mare, per un dislivello di 1000 metri, circa

$$0,002 ;$$

questo in misura relativa; essendo poi in queste località il valore assoluto della componente orizzontale eguale a 0,215 ne viene per il gradiente della H coll' altezza in unità assolute circa

$$0,0004$$

valore che è in buon accordo con quello 0,0005 trovato al Gran Sasso d' Italia. Resta quindi dimostrato che la compo-

nente orizzontale coll' elevarsi della stazione d' osservazione sul livello del mare diminuisce; dalle mie misure risulterebbe che il gradiente di tale diminuzione ha un valore che si approssima molto a 0,0004; dalle misure del Kreil [1]) risulterebbe invece un valore di 0,00147, da quelle del Liznar [2]) 0,0003, e, da quelle del Sella [3]) 0,0002.

M' è gradito dovere infine ringraziare il Prof. G. B. Rizzo e il Dott. E. Ferrero, che gentilmente mi aiutarono in queste ricerche.

RIVELATORE DI ONDE HERTZIANE A CAMPO FERRARIS.

Nota del Prof. RICCARDO ARNÒ [4]).

Ewing [5]) nelle sue classiche ricerche sull' isteresi magnetica, studiò le variazioni nell' intensità della magnetizzazione che presentano i corpi magnetici, allorquando essi vengono sottoposti a disturbi meccanici, a vibrazioni ed a variazioni di temperatura.

Gerosa e Finzi [6]) hanno riferito nel 1891 sopra uno studio sperimentale sull' andamento seguito dalla curva di intensità di magnetizzazione dei metalli magnetici col variare della forza magnetizzante, quando essi sono percorsi da una corrente continua, interrotta od alternata. E fra i risultati delle loro ricerche è specialmente notevole quello che per fili di ferro, di acciaio e di nickel, i diagrammi dell' intensità di magnetizzazione vanno ordinatamente restringendo la loro area per una data variazione ciclica della forza magnetizzante, quando passa attraverso i fili una corrente continua, interrotta od alternata di una data intensità: la diminuzione essendo tanto più sentita, così che l' area di isteresi può anche com-

1) Denk. der Wien. Ak. 20, pag. 91.
2) Wien. Anz. 1898, pag. 168.
3) Rend. Acc. Lincei, Cl. d. sc. fis. ecc., 1° sem. 1896, pag. 40.
4) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem. 1904.
5) Philosoph. Trans. of the Roy. Soc, 1885, p. 523; 1888, pagg. 325 e 333; 1889, pag. 221.
6) Rendiconti del R. Istituto Lombardo, 1891, serie 2., pag. 677.

pletamente scomparire, quanto più grande è l'intensità della corrente rispetto a quella del campo magnetico.

In correlazione a questo studio, nello stesso anno, Gerosa e Mai [1]) stabilirono una ricerca sulla variazione dell'intensità di magnetizzazione del ferro ricotto nel caso in cui, durante un determinato ciclo magnetico, il corpo venga sottoposto all'induzione di correnti alternate. E fra gli altri risultati, essi hanno trovato che se si manda in un avvolgimento solenoidale intorno ad un fascio di fili di ferro una corrente alternata, mentre il fascio stesso è sottoposto ad un campo magnetico variabile fra dati limiti, la curva normale di magnetizzazione, che altrimenti si otterrebbe allorchè non si avesse a considerare che la magnetizzazione principale, lentamente e ciclicamente variata, si altera fortemente, sì che l'area di isteresi risulta notevolmente diminuita, e può anche essere annullata.

Più tardi Rutherford, Wilson e Marconi hanno istituito delle ricerche importanti, le quali dimostrano che il fenomeno della alterazione del ciclo di isteresi, scoperto dal Gerosa e dai suoi collaboratori, si verifica anche quando la corrente alternata secondaria, almeno se ad alta frequenza, è straordinariamente piccola: allorquando, cioè, si tratta di un impulso elettromagnetico o sistema di onde hertziane.

Mentre però il Rutherford, nelle sue esperienze, ha studiato l'effetto delle onde elettriche in un solo punto del ciclo di magnetizzazione, cioè con campo esterno nullo, Wilson e Marconi trattarono nelle loro ricerche il caso generale di una variazione magnetica ciclica.

Rutherford [2]) ha trovato che se per una spirale avvolgente un sottile ago magnetizzato, viene lanciato un sistema di onde elettriche, queste hanno sempre per effetto di produrre una parziale smagnetizzazione dell'ago.

Wilson [3]) ha pubblicato nel 1902 una serie di ricerche comprovanti che se un fascio di fili di ferro o di acciaio si

1) Rendiconti del R. Istituto Lombardo, 1891, serie 2., pag. 951.

2) Proc. Roy. Soc., 1896, Vol. 60, pag. 184; Philosoph. Trans. of the Roy. Soc., 1897, Vol. 189, pag. 1.

3) Report of the British Association at Belfast, 1902.

trova in una bobina percorsa da una corrente lentamente alternata, o se nelle sue vicinanze è posto un magnete permanente in rotazione, avviene una brusca variazione della magnetizzazione, ogni qualvolta, durante la variazione magnetica ciclica principale, una seconda bobina circondante il fascio viene percorsa da oscillazioni elettriche di alta frequenza. Il Wilson per di più osservò che la sensibilità è maggiore nei tratti più ripidi del ciclo di magnetizzazione.

Marconi [1]), nello stesso anno, e indipendentemente dalle ricerche del Wilson, ha analogamente dimostrato che una variazione della magnetizzazione di un filo di ferro o di acciaio ha sempre luogo sotto l'azione di onde elettriche condotte intorno ad esso, mentre il filo percorre un ciclo magnetico sotto l'azione di un campo esterno variabile, ed in generale in un punto qualunque di questo ciclo. Il Marconi ha inoltre notato che la sensibilità è maggiore quando cresce l'intensità di magnetizzazione. Ed è appunto basandosi sui risultati di tali ricerche che l'illustre inventore riuscì a costrurre il suo meraviglioso *Detector Magnetico*, che egli applicò con tanto successo quale ricevitore adatto alla telegrafia senza fili.

In seguito Sella [2]) dimostrò che lo stato magnetico di un filo di ferro, di acciaio o di nickel è sensibile alle onde elettriche anche quando il ciclo d'isteresi magnetica viene generato, invece che da una variazione del campo magnetico esterno, da un processo di deformazione elastica.

Infine Maurain [3]) ha provato con recenti esperienze che se un nucleo di ferro o di acciaio, soggetto ad una variazione ciclica del suo stato magnetico, è contemporaneamente sottoposto all'azione continua di un campo dovuto ad oscillazioni elettriche di alta frequenza, si ottiene, invece che la ben nota curva di magnetizzazione, una linea unica, sulla quale si trovano tutti i punti ottenuti sia quando il campo magnetico è crescente, sia quando esso è decrescente. Basta per ciò che il nucleo sia abbastanza sottile affinchè il campo oscillante penetri, con una intensità sufficiente, fin nella parte centrale;

1) Proc. Roy. Soc. 1902, Vol. 70, pag. 341.
2) Rend. della R. Accad. dei Lincei, 2° sem., 1903, pag. 182.
3) Comptes Rendus, 30 Novembre 1903, pag 914.

che gli effetti di induzione siano simmetrici, come si ottiene allorquando le oscillazioni elettriche vengono prodotte mandando nella spirale primaria del rocchetto di Ruhmkorff una corrente alternata.

D' altra parte, Galileo Ferraris, nelle sue classiche ricerche sulle rotazioni elettrodinamiche prodotte per mezzo di correnti alternate [1]), ha dimostrato che un cilindro di ferro si pone in rotazione in un campo magnetico rotante, anche quando esso è sezionato per modo che in esso non si possano produrre correnti indotte di Foucault: la rotazione essendo allora dovuta all' isteresi magnetica, al ritardo, cioè, col quale la magnetizzazione del ferro segue la rotazione del campo magnetico.

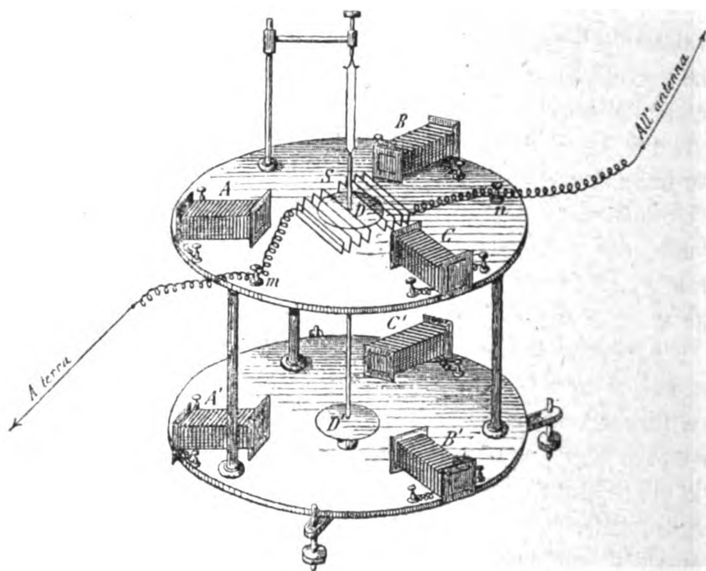
Ciò posto, si ponga mente ai due fatti ora ricordati, e cioè al fenomeno della rotazione del cilindro di ferro sezionato in un campo magnetico rotante, dovuta all' isteresi magnetica, ed alla modificazione del ciclo di isteresi che viene sempre provocata quando il corpo magnetico, su cui si sperimenta, è sottoposto all' azione di onde hertziane. Ne viene allora come naturale conseguenza il pensare che, qualora l' esperimento fondamentale del Ferraris venisse così modificato che il cilindro di ferro sezionato si trovasse contemporaneamente sottoposto all' azione di un campo rotante — ottenuto con la sovrapposizione di due o più campi magnetici alternativi convenientemente spostati di fase — ed a quella di un campo oscillante di alta frequenza, il fenomeno della rotazione del cilindro dovrebbe ottenersi in condizioni notevolmente differenti da quelle in cui il fenomeno altrimenti si ottiene allorquando il cilindro stesso viene sottoposto alla semplice azione del campo Ferraris.

Seguendo quest' ordine di idee, ho sospeso, mediante una sospensione bifilare, in un campo Ferraris — ottenuto con un sistema di tre spirali con nucleo di ferro rispettivamente percorse da tre correnti alternate (frequenza circa 42) spostate di fase l' una rispetto all' altra di 120° e ricavate da un sistema trifase — un disco costituito da un miscuglio di polvere di

1) Atti della R. Accad. delle Scienze di Torino, Vol. 23, pag. 360.

ferro o di acciaio e di paraffina [1]), avvolgendo il disco stesso con una spirale, le cui estremità erano rispettivamente poste in comunicazione con la terra e con l' antenna ricevitrice delle onde hertziane, generate da un oscillatore di Righi, comunicante a sua volta da una parte con la terra e dall' altra con l' antenna trasmettitrice.

Orbene, se in tali condizioni — dopo fatta la lettura, con l' ordinario metodo con specchio e scala, della corrispondente deviazione che subisce il disco magnetico-dielettrico sotto



l'azione del campo Ferraris — vien fatto funzionare l' oscillatore, così da lanciare nella spirale avvolgente il disco un sistema di onde hertziane, sempre si ottiene un notevole aumento della deviazione dell' equipaggio mobile. Questo equivale a dire — ed è un risultato notevolissimo — che, nelle condizioni

1) Birkeland ha indicato per la prima volta il modo di ottenere un materiale magnetico non conduttore, e pur del pari assai omogeneo, facendo una mescolanza di limatura di ferro, o meglio di ferro ridotto chimicamente in polvere impalpabile, con della paraffina fusa ed una piccola quantità di quarzo in polvere (Comptes Rendus, 11 Giugno 1894, pag. 1320).

dell'esperimento descritto, vi ha un aumento di isteresi nel materiale magnetico su cui si sperimenta.

In seguito, con lo scopo di aumentare l'intensità del campo Ferraris, in cui viene sospeso il disco magnetico-dielettrico, e di accrescere in conseguenza la sensibilità dell'apparecchio, ho studiata e sperimentata la seguente speciale disposizione dell'apparecchio stesso, la quale permette di ricondurre sempre a zero la deviazione dell'equipaggio mobile, qualunque sia il valore dell'intensità del campo Ferraris alla cui azione è sottoposto il disco magnetico.

La sospensione porta due dischi D, D' di materiale magnetico-dielettrico perfettamente identici, i quali sono rispettivamente sottoposti all'azione di due campi magnetici della medesima intensità e rotanti in senso inverso: ognuno di questi due campi essendo ottenuto mediante un sistema di tre elettromagneti A, B, C; A', B', C', rispettivamente inseriti nei tre circuiti di un sistema trifase. Dei due dischi D e D', uno soltanto, per esempio il disco D, si trova nell'interno della spirale S, le cui estremità *m* ed *n* sono destinate ad essere poste in comunicazione con la terra e l'antenna.

È naturale che in queste condizioni, qualunque sia il valore dell'intensità del campo Ferraris, in cui è sospeso il disco D, sempre si potrà riportare a zero la deviazione dell'equipaggio mobile, prima di sottoporre il disco D all'azione delle onde hertziane: e ciò alla sola condizione che il campo stesso eserciti sul disco D un'azione assolutamente uguale e contraria a quella che l'altro campo esercita sul disco D'.

Sperimentando con tale disposizione dell'apparecchio, ho potuto aumentare ancora notevolmente la sensibilità dell'apparecchio stesso, sostituendo ai due dischi magnetici-dielettrici, dapprima due dischi rispettivamente di ferro, di nickel e di acciaio; e poscia due anelli di filo di acciaio: e in tutti i casi ho sempre riscontrato, almeno nelle condizioni in cui ho sperimentato, che l'effetto delle onde hertziane sul disco magnetico è quello di aumentare sensibilmente, anche per notevoli distanze fra l'antenna trasmettitrice e la ricevitrice, la deviazione del disco stesso sospeso nel campo Ferraris.

Finalmente ho modificato le condizioni dell' esperimento in questo senso che ho fatto variare la frequenza del campo Ferraris, dal valore di circa 42 di prima, rispettivamente ai valori di circa 12, 8, 6, 4; e sempre ancora ottenni il medesimo effetto, e cioè un aumento — in tutti i casi sensibilissimo — nella deviazione dell' equipaggio mobile dell'apparecchio.

In quest' ordine di idee, e con questo modo di sperimentare, sto continuando le mie ricerche: riservandomi quindi in un prossimo lavoro di discuterne i risultati.

Credo però opportuno fin d' ora di osservare che il nuovo rivelatore di onde hertziane a campo Ferraris può tornare utilissimo in laboratorio, in quanto che — mentre è assai semplice e di facile impiego — può servire per misure quantitative. Inoltre gli esperimenti preliminari già eseguiti sembrano promettere per questo rivelatore di onde ottimi risultati pratici: siccome che esso, reso sensibilissimo, potrà forse essere impiegato come ricevitore telegrafico; e può, in ogni caso, essere atto a paragonare i poteri radio-emissivi di differenti radiatori o trasmettitori per telegrafia senza fili con onde hertziane.

Intanto mi compiaccio attestare la più profonda gratitudine e porgere le più vive grazie agli egregi miei assistenti, ingegneri Comboni e Polacco e tenente di vascello Colabich, i quali, col loro efficace lavoro, potentemente mi coadiuvarono in queste ricerche.

Debbo inoltre ancora segnalare l' opera intelligente del sig. Campostano di Milano, il quale mi fu di valida cooperazione nella costruzione degli apparecchi e nella preparazione degli esperimenti [1]).

---

1) Mentre era in procinto di presentare questa Nota, mi viene a conoscenza dal " The Electrician „ del 4 Marzo, che Ewing e Walter hanno presentata il giorno 11 Febbraio alla " Royal Society „ di Londra una Memoria concernente un loro studio sperimentale sulla variazione di isteresi nei corpi magnetici prodotta dalle onde hertziane, ricorrendo allo stesso principio su cui è basato l' isteresimetro di Ewing, ove l' isteresi viene misurata per mezzo della coppia che nasce allorchè viene fatto rotare un magnete in presenza del corpo magnetico su cui si sperimenta.

In alcuni loro primi esperimenti — in cui le oscillazioni elettriche venivano lanciate attraverso ad una spirale, le cui spire erano ad angolo retto col piano del corpo

RICERCHE DI RADIOATTIVITÀ,
di C. BONACINI [1]).

1. — È noto che la *gradazione* o *curva di annerimento* di una lastra fotografica, oltre che dalla natura di questa, dalla natura e dalla durata dello sviluppo e dalla sua temperatura, dipende anche dalla lunghezza d'onda delle radiazioni agenti.

Io ho pensato che sarebbe interessante confrontare le gradazioni di una stessa lastra per la luce e per le radiazioni invisibili emesse dai corpi radioattivi (e che per brevità potremo chiamare complessivamente raggi R); potendosi forse ricavare di qui un elemento caratteristico di queste, ed anche illustrare per altra via i rapporti che esse abbiano colla luce. Tanto più se si determinassero separatamente le gradazioni proprie dei 3 gruppi α, β, γ di raggi R, e si confrontassero con quelle caratteristiche delle radiazioni credute analoghe, e che si sanno produrre con scariche elettriche nei tubi a vuoto,

magnetico foggiato a forma di anello — essi non ottennero che una piccolissima variazione nella deviazione dovuta all' isteresi normale, e precisamente una diminuzione nella deviazione stessa. Negli esperimenti successivi, invece, che sono i più importanti — in cui le oscillazioni elettriche venivano fatte passare attraverso lo stesso materiale magnetico, che veniva per conseguenza costituito da una spirale di filo di ferro o di acciaio convenientemente isolato — essi ottennero una ben più notevole variazione nella deviazione dovuta all' isteresi normale, e, ciò che è più notevole e che concorda coi risultati delle mie ricerche, un aumento nella deviazione stessa. È poi da notarsi che la migliore velocità di rotazione del magnete fu quella corrispondente a circa 5 ad 8 rivoluzioni al 1".

A questo proposito mi piace porre tosto in rilievo che nelle mie esperienze le oscillazioni vennero sempre condotte attraverso una spirale circondante il disco di materiale magnetico sospeso nel campo Ferraris, e che sempre ottenni — con la disposizione dell'apparecchio descritta nella presente Nota — non soltanto una notevolissima sensibilità dell'apparecchio stesso all'azione delle onde hertziane, ma, ciò che è più importante, un aumento nella deviazione dell' equipaggio mobile: il che equivale a dire un aumento di isteresi nei materiali magnetici sperimentati.

Ponendo mente ai risultati di queste mie ricerche ed al modo in cui vennero condotte le relative esperienze, la spiegazione del fenomeno di aumento di isteresi data da Ewing e Walter nella loro Memoria non è quindi più sufficiente. E però acquista anche maggiore interesse una continuazione di questi studi sperimentali, onde giungere a dare dei loro notevoli e caratteristici risultati una esauriente scientifica spiegazione.

1) Sunto della Nota pubblicata nelle Memorie della R. Accademia di Scienze, Lettere ed Arti in Modena, Serie 3., Vol. 5, Adunanza 28 Febbraio 1904.

cioè rispettivamente dei raggi-canali, dei raggi catodici e dei raggi X.

Ho iniziato una ricerca in questo senso nel Dicembre 1903, approfittando di un modesto campione di materia radioattiva; ma, causa difficoltà sperimentali a cui non ho potuto porre rimedio, non sono riuscito a condurla a termine. Ciò nonostante credo utile esporre qui alcune considerazioni in proposito, mentre riferisco sui risultati di altre ricerche, a cui sono stato portato nel corso dei miei tentativi, e che riguardano la trasformazione che subiscono i raggi R nell'incontro dei corpi.

2. — Il campione di materia radioattiva con cui ho potuto sperimentare fu acquistato presso il D. Richard Sthamer di Hamburg. È venduto come cloruro di bario e di radio. Si presenta come una polvere a grana grossa e irregolare, contenuta in un tubetto di vetro chiuso alla lampada, occupando un volume di circa 0,8 cc. Appare discretamente luminoso nell'oscurità, e di un colore bleu-verde chiaro: la sua radiazione produce sensibili effetti fluorogenici e fotografici. Una lastra rapida ordinaria, avvolta in carta nera, posta a 10 cm. di distanza dal tubetto, resta vigorosamente impressionata in circa 12 ore. Coll'azione di un intenso campo magnetico ho assodato l'esistenza nel fascio emesso di raggi deviabili e non.

Nella ricerca comparativa delle due gradazioni per la luce e pei raggi R con un qualsiasi metodo, occorrendo mantenersi nei due casi il più che sia possibile in identiche circostanze, mi parve intanto conveniente approfittare del fatto che la materia radio-attiva è anche luminosa, e far servire questa anche come sorgente di luce. Per questo però era necessario stabilire se erano uguali le configurazioni, dirò così, delle due sorgenti irradianti.

Quanto alla luce, l'emissione è solo superficiale, ma non omogenea nell'estensione della superficie, bensì a chiazze più lucenti separate da zone più scure (come lo dimostra l'osservazione del tubetto al buio, le fotografie di esso ottenute colla camera oscura ordinaria ed anche su pellicole poste a contatto del tubetto). Pel raggiamento R può pure ritenersi superficiale:

dappoichè non ho trovato differenza nell' effetto fotografico, quando alla superficie radiante corrispondano spessori varianti da mm. 1,3 a cm. 1,8. Ma l' emissione sembra invece accadere in modo diffuso e omogeneo; come indicherebbero le fotografie prese su pellicole (coperte da carta nera) poste a contatto del tubetto, ed anche immerse addirittura nella materia radioattiva. Era ciò da attribuirsi ad un'azione secondaria del vetro o della carta nera proteggente la pellicola? Comunque, non era assicurata l'identità di configurazione delle due sorgenti irradianti.

Ciò costituisce una difficoltà assai più grave di quel che a prima vista può apparire. Difatti, quando si passi a stabilire un qualunque dispositivo per arrivare alla determinazione sperimentale delle due scale di gradazione desiderate, ci si persuade che quelli comunemente usati nella sensitometria relativa alla luce (in cui si fa uso di dischi rotanti fenestrati, di diaframmi, di filtri degradanti ecc.) non sono applicabili nel caso delle radiazioni R; prima di tutto in causa della grande penetrazione di queste, che toglie la possibilità di considerare come *opache* le parti dell' apparecchio che tali debbono essere pei raggi studiati, e inoltre per le diffusioni (e magari trasformazioni) che i raggi R subiscono nell' incontro coi corpi, e dalle quali non si saprebbe come difendersi. Cosicchè, per via di esclusione, par possibile tentare la nostra ricerca soltanto con un metodo in cui, tolti tutti gli intermediari, non siano in presenza che la sorgente raggiante e la lastra sensibile: nel qual caso la scala delle intensità occorrente per la determinazione, potrà ottenersi colla variata distanza della lastra alla sorgente.

Ciò posto, è intanto manifesta la necessità di avere due sorgenti assolutamente gemelle per configurazione. Ma, di più, la convenienza che queste siano puntiformi o press'a poco.

Non potendo disporre di una preparazione radifera concentrata, ho dovuto per ora rinunziare alla ricerca. Ho voluto però tentare un' esperienza comparativa servendomi del mio preparato radioattivo; e da essa parmi già di poter affermare che fra le due gradazioni in discorso esiste una reale differenza.

3. — Le difficoltà incontrate nell' esecuzione del mio progetto essendo sopratutto legate alla inevitabile alterazione del fascio R nel suo incontro coi corpi, mi è venuto spontanea qualche ricerca a questo proposito.

Che l' irraggiamento dei corpi radioattivi subisca da parte della materia che incontra, oltre che un assorbimento, anche una trasformazione più o meno profonda, era da prevedersi, per quel che si conosce sul conto dei raggi catodici e dei raggi X. Ma questa parte non è stata finora molto studiata; ed i pochi risultati al riguardo avuti dalla Sig.ª Curie, dal Becquerel, dal Villard, e da alcuni altri, non appaiono in accordo fra loro. Il che non può far meraviglia, data la complessità dell' irraggiamento dei corpi radioattivi, la inevitabile eterogeneità delle sorgenti impiegate nelle diverse esperienze, e infine la incomparabilità di risultati avuti con diversi metodi di segnalazione di raggi R, in particolare col fotografico e coll' elettrico. Ciò posto, può apparire non inutile anche un contributo modesto.

Dal modo con cui sono stato condotto a queste mie esperienze deve apparire naturale che io mi sia attenuto al metodo fotografico. Le mie conclusioni debbono appunto intendersi come relative a questo genere di azioni dei raggi R.

Il dispositivo a cui ho ricorso, è quello stesso che il Röntgen preconizzò per dimostrare la riflessione dei raggi da lui scoperti. Il corpo di cui si vuole studiare la diffusione si dispone dietro uno strato sensibile, in suo contatto diretto, mentre questo è esposto alla radiazione attiva. I raggi diffusi si dimostrano, dopo sviluppo, con un rinforzo sull' opacità generale del fondo nella regione di contatto

Benchè io e il Prof. Malagoli, nelle nostre ricerche sulla diffusione dei raggi Röntgen [1]), abbiamo dimostrato la convenienza di seguire un altro metodo più sicuro di questo, pure io non ho potuto abbandonarlo; sia per evitare pose eccessivamente lunghe, sia per l' imperfetta opacità di tutti i corpi ai raggi R, sia infine perchè esso si prestava meglio a fare esperienze comparative con altre radiazioni. E del resto io non

1) Cfr. Rend. Accad. Lincei, 1898.

avevo la pretesa di raccogliere dati esatti, dal punto di vista quantitativo.

Ed ecco alcuni fatti che mi pare di aver stabilito con sicurezza :

1° Tutti i corpi sperimentati, colpiti dai raggi R, diventano alla lor volta, più o meno, agenti sullo strato fotografico; cioè si possono considerare come diffusori. L' effetto mi si è dimostrato massimo col piombo, col platino e consostanze fluorescenti pei raggi R (coperte da carta nera per evitare l'azione della luce) es.: platinocianuro di bario, o fluoruro di uranilio e ammonio. Conviene usare strati di un certo spessore.

2° *Caeteris paribus*, il rinforzo del fondo provocato dai diffusori, è maggiore coi raggi R, che coi raggi X; siano questi generati da un *focus* tenero, o da uno duro. Sicchè l'azione grafica dei raggi diffusi sembra riferibile sopratutto ai raggi deviabili (β) del fascio R. Ciò è confermato dal fatto che attraverso ad un grosso strato metallico, che elimini in gran parte i raggi β, il rinforzo si ha più debole (a parità di opacità del fondo) e con contorni più netti.

3° Il fascio diffuso è anche trasformato; difatti ne è diminuito manifestamente il potere penetrativo. Il piombo ad es.: benchè rinforzi anche se tenuto a qualche distanza dallo strato sensibile, rinforza assai meno se coperto da uno strato di carta.

4° I raggi R subiscono trasformazione anche se *trasmessi* dai corpi. Difatti il valore relativo del rinforzo dato da due diffusori diversi, posti dietro lo strato sensibile, si mostra dipendente dalla natura dei corpi attraversati dai raggi R prima di arrivare allo strato stesso.

4. — Da quanto si è detto, è facile ricavare un metodo per rinforzare, quando occorra, le impressioni fotografiche avute coi raggi R; cioè si può applicare quanto io e il Prof. Malagoli consigliammo già nelle esperienze di radiografia [1]). E anche qui, un riflettore di piombo tenuto a contatto diretto dello strato, dietro di questo, durante l' azione dei raggi R, oltre che servire da rinforzatore, servirà pure da riparo alle diffusioni estranee dei corpi retrostanti allo strato stesso.

1) Cfr. Rend. Accad. Lincei, 26 Aprile 1896.

È a notare però che facendo uso di tale rinforzatore non si ha un' immagine uguale a quella che si avrebbe senza di esso, ma con una durata maggiore di esposizione; chè i rapporti di gradazione (anche astrazion fatta dalle diffusioni estranee) vengono manifestamente alterati.

SULLA CONDUTTIVITÀ DELL'ARIA ATMOSFERICA IN RECIPIENTI CHIUSI.

Nota di A. POCHETTINO *e* A. SELLA [1]).

La dispersione dell' elettricità per l' aria atmosferica è stata già da lungo tempo oggetto di studio — citiamo qui solo le ricerche di Coulomb, Matteucci, Riess, Warburg, Giese, Naccari, Linss — ma è entrata recentemente, soprattutto per opera di Elster e Geitel, in una nuova fase acquistando una importanza molto maggiore dopo che si è riconosciuto che essa rientra in un grosso capitolo della fisica moderna, la radioattività. Noi non intendiamo di occuparci della questione della dispersione nell' aria libera, dal punto di vista della fisica terrestre, e perciò ci riferiremo alle ricerche che avevano in vista soprattutto il legame fra la dispersione ed i fattori meteorologici o la configurazione del suolo, solo in quanto toccano il nostro argomento, che è quello della conduttività dell' aria atmosferica in recipienti chiusi.

Dopo che le ricerche di Elster e Geitel avevano dimostrato che la conduttività dell' aria è dovuta alla presenza di ioni, Geitel intraprese uno studio [2]) sulla dispersione nell' aria limitata da una campana di vetro del volume di circa 31800 cc. poggiata sopra un disco di ferro. Il risultato fu che la conduttività dell' aria rinchiusa andò, dopo riempita la campana di aria fresca, lentamente crescendo sino a raggiungere dopo pochi giorni, un valore ben cinque volte maggiore dell' iniziale e rimanendo poi stazionaria. Geitel attribuì questo au-

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem., 1904.
2) Ueber die Elektrizitätszerstreuung in abgeschlossenen Luftmengen (Physical Zeit. 2°, 1901, p. 116.

mento permanente al fatto che l' aria andava mano a mano liberandosi dal pulviscolo sospeso, il quale, come è noto, ritarda la mobilità degli ioni. Poco dopo Elster e Geitel [1]) mostrarono che questa spiegazione non era attendibile, ma ritenendo che l' aumento di conducibilità fosse dovuto ad una proprietà che l' aria acquistava spontaneamente rimanendo chiusa e stagnante, determinarono la dispersione dell' aria in cantine e grotte, trovando che essa è in genere eccezionalmente elevata. Sebbene partiti da un concetto, che poi non fu confermato, i due fisici erano però giunti in tal modo ad un risultato di grande importanza.

Quasi contemporaneamente al Geitel, Wilson [2]) [3]) trovava che l' aria rinchiusa mantiene permanentemente il suo potere dispersivo. Operando in un recipiente di 163 cc. di vetro, ricoperto da uno straterello di argento, la ionizzazione permanente nell'aria alla pressione ordinaria, assorbita dalla corrente di saturazione, corrisponderebbe alla produzione di circa 36 *ioni* al cc. ed al secondo, supponendo $3{,}4.10^{-10}$ la carica di un ione in unità elettrostatiche. Avendo poi trovato che la dispersione in un recipiente chiuso non varia alla superficie della terra o nell' interno di un tunnel, ritiene che non si possa attribuire l' ionizzazione ad una radiazione che abbia attraversato l' atmosfera. In un lavoro posteriore [4]) dal fatto che la dispersione in un gas rinchiuso è proporzionale alla sua densità, sia quando si varii la pressione, sia quando si passi da un gas all' altro (tranne che per l' idrogeno) Wilson è indotto a ritenere che la ionizzazione si possa ricondurre ad una radioattività delle pareti, che emettono raggi a piccolo potere di penetrazione.

Rutherford [5]) lancia l' idea che la ionizzazione sia dovuta

1) **Weitere Versuche über die Elektrizitätszerstreuung in abgeschlossenen Luftmengen** (Phys. Zeitschr. 2°, 1901, p. 560).

2) **On the leakage of electricity through dust-free air** (Proc. Camb. Phil. Soc. 11, 1500, pag. 32).

3) **On the ionisation of atmospheric air** (Proc. Roy. Soc. London, 68, 1901, pagina 155).

4) **On the spontaneous ionisation of gases** (Proc. Roy. Soc. London, 69, 1902, pagina 277).

5) **Penetrating Rays from radio-active substances** (Nature, 69, 1902, pag. 318).

al' fatto che la superficie della terra perchè negativa rispetto all' aria atmosferica è coperta di uno straterello attivo che emette raggi che attraversano le pareti del recipiente, in cui si misura la conduttività.

Harms [1]) determina il valore della corrente di saturazione ossia della produzione continua di ioni a 52 al cc. ed al secondo a 18°. Il volume della campana di vetro in cui operava era di 17,000 cc. Egli non accenna a variazioni della conduttività col tempo.

Rutherford e Allen [2]) determinano la produzione di ioni in 28-29 al cc. ed al secondo in un recipiente di zinco della capacità di 71,200 cc. Durante un mese la dispersione si mantenne quasi costante; gli autori suppongono che nell' aria ci sia un' emanazione che sparirebbe molto più lentamente di quella proveniente dal radio.

H. Mache [3]) trova un graduale aumento della conduttività dell' aria quasi sino ad un valore doppio, raggiunto dopo circa 14 giorni. La capacità del recipiente era dell' ordine di quello di Geitel; identica la disposizione sperimentale. In questo lavoro ci sia permesso il rilevare la curiosa affermazione che l' aria dopo di avere sfiorato un corpo elettrizzato perde interamente la sua virtù scaricatrice; se così fosse egli avrebbe dovuto osservare che la conduttività nel suo recipiente finiva collo sparire.

Strutt [4]) trova che la conduttività dipende dalla natura delle pareti del recipiente (ed in modo da escludere che si tratti di diverso assorbimento di radiazioni esterne che attraversino le pareti stesse). Egli inclina a credere che la ionizzazione dell' aria rinchiusa sia dovuta alle pareti.

Mc. Lennan e Burton [5]) operando in un cilindro di diversi

1) Ueber eine Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit der Gase. (Phys. Zeitschr. 4, 1902, pag. 11).

2) Erregte Radjoaktivität und in der Atmosphäre hervorgerufene Jonisation. (Phys. Zeitschr. 3, 1902, pag. 225).

3) Ueber die Zerstreuung der Elektricität in abgeschlossener Luft (Sitzber. d. K. Ak. d. Wiss. zu Wien 110, 10, 1901, pag 1302).

4) Radioactivity of ordinary materials. Phil. Mag. 5, 1903, pag. 680.

5) Some experiments on the electrical conductivity of atmospheric air. (Phys. Rev. 16, 1903, pag. 184).

metalli e del volume di circa 61,300 cc. trovano che appena immessa aria fresca, la conduttività diminuisce rapidamente sino ad un minimo, che raggiunge in poche ore, poi ricresce rimanendo costante con un valore finale minore dello iniziale. Per ispiegare questo risultato essi suppongono che nell' aria sia contenuta un' emanazione che si estingue rapidamente, mentre dall' altra parte un' emanazione proveniente continuamente dalle pareti tende a far crescere la conduttività dell' aria. (L' emanazione nell' aria dovrebbe così essere di breve esistenza, mentre esperienze recenti tendono a fare ritenere che essa sia di tipo più persistente come l' emanazione del radio). Gli autori hanno poi trovato che la conduttività decresce circondando il recipiente con uno spesso strato di acqua, e dimostrano così che circa il 37 % dell' ionizzazione è dovuta a radiazioni che attraversano le pareti.

Patterson [1]) operando in un recipiente di ferro del volume di 12800 cc. conclude dal comportamento della conduttività a diverse temperature e pressioni, che la ionizzazione è dovuta alla radioattività delle pareti; egli trova che il numero di ioni prodotti in un cc. al secondo è 61 alla pressione ordinaria.

Lester Cooke [2]) circondando il recipiente con spessi strati metallici dimostra la presenza nell' aria di una radiazione molto penetrante, a cui è dovuto un terzo della dispersione dell' aria, e dimostra poi che tutte le sostanze emettono una radiazione, sebbene poco penetrante. Egli operava con un recipiente di ottone del volume di 1100 cc.

J. Strutt [3]) ha mostrato che facendo passare dell'aria sopra rame fortemente riscaldato si può estrarre un' emanazione a caduta simile a quella pel radio.

Per completare il quadro delle ricerche che si riferiscono al nostro argomento non ci rimane che di ricordare che la presenza di un' emanazione radioattiva nell' aria è stata scoperta da Elster e Geitel, i quali dimostrarono che essa si fissa

1) On the ionization in air at different temperatures and pressures. (Phil. Mag. 6, 1903, pag. 231).

2) A penetrating radiation from the eart's surface (Phil. 6, 1903, pag. 403).

3) The preparation and properties of in intensely radioactive gas from metallic mercury (Phil. Mag., 6, 1903, pag. 113)

su corpi elettrizzati negativamente, confermata poi dalle ricerche di uno di noi che provò che essa si può pure fissare coll' effluvio elettrico, e di Ebert il quale trovò che questa emanazione si può condensare a basse temperature; la conclusione circa la presenza di un' emanazione nell' aria atmosferica essendo poi ancora confermata dal fatto che l' aria estratta dal suolo [1]) è molto ricca in emanazione (Elster e Geitel, Ebert) e così quella da alcune acque sorgive (Sella e Pochettino, Thomson, Himstedt, ecc., ecc.).

Ricapitolando, le cause che potrebbero produrre la ionizzazione dell' aria chiusa sarebbero:

1) Radiazioni penetranti attraverso le pareti del recipiente;

2) Radiazioni emesse direttamente dalle pareti;

3) Emanazione contenuta nell' aria atmosferica;

4) Emanazione proveniente dalle pareti;

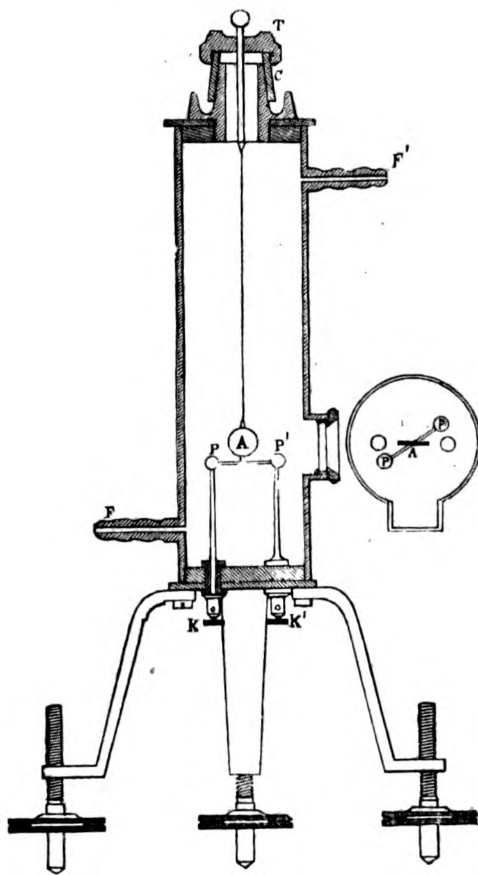
5) Proprietà spontanea di ionizzazione dell' aria o gas permanentemente radioattivo contenuto nell' aria.

Le tre prime cause sembrano accertate dalle ricerche su cui abbiamo riferito; la quarta non è provata alla temperatura ordinaria, la quinta apparisce poco probabile secondo le recenti ricerche del Rutherford, secondo cui le sostanze radioattive in genere sono soggette a disgregazione, specialmente rapida nel caso di gas. Si intende quindi come debba essere complicato il fenomeno della dispersione in un recipiente chiuso e variabile a seconda delle circostanze, tra cui oltre che la natura delle pareti anche il volume del recipiente; tanto più che per l'aria atmosferica raccolta può anche variare la velocità di ricombinazione degli ioni, o la loro mobilità.

Ci sia ora concesso di riferire sopra esperienze istituite già da qualche tempo sulla dispersione in recipiente chiuso.

1) A questo proposito ci sia permesso di ricordare che avendo ripetuto nell'autunno delle esperienze di Elster e Geitel, sulla dispersione ed attivazione di conduttori elettrizzati negativamente in grotte, scegliendo le catacombe e le cave di pozzolana della campagna romana, sospettammo fin d'allora che la natura del suolo influisse molto sulla dispersione dell' aria sovrastante; la quale cosa fu poi ampiamente dimostrata da esperienze posteriori.

Il recipiente in cui si misurava la dispersione dell' aria era un cilindro di ottone del diametro di cm. 4,5 e dell' altezza di 16 cm.; ossia della capacità di 245 cc. Il cilindro rappresentato nell' unita figura è chiuso superiormente da un tappo T di ebanite portato da un cono C di ferro formante parte di una chiusura ermetica a cono. Attraverso il tappo



passa uno stilo d' ottone a cui è attaccato un sottile filo di quarzo, che nella estremità inferiore regge l' equipaggio di una bilancia a torsione, costituito da una coppia di sfere P P' del diametro di 5 mm. fissate agli estremi di un braccio pure d' alluminio lungo 3 cm., al quale è pure fissato uno specchio

d' acciaio A. Di fronte alle due sferette del giogo mobile stanno due sferette del medesimo diametro e pure di alluminio fissate a due gambi d' ottone lunghi cm. 3,5; questi, dopo attraversati due cilindretti in ebanite fissati sul fondo del cilindro, terminano in due serrafili *k k'* posti in comunicazione metallica fra di loro.

Nella posizione di zero ossia di equilibrio con palline scariche e col filo senza torsione, le palline mobili sono alquanto discoste dalle fisse, ma se le mobili sono elettrizzate e le fisse tenute in comunicazione col cilindro al suolo, il giogo prenderà una nuova posizione di equilibrio, stabile se le palline mobili non vengono troppo vicine alle fisse. Lasciando ora le cose a sè, le palline mobili andranno mano a mano scaricandosi per la conduttività dell' aria ed il giogo ritornerà nella sua posizione di riposo; dimodochè la posizione angolare del sistema mobile determinata collo specchio potrà dare una misura del potenziale successivamente decrescente delle palline mobili. In questo modo lo stesso sistema funziona da apparecchio di dispersione e di misura.

Per elettrizzare le palline mobili si ponevano le fisse in comunicazione con una batteria, in modo che le mobili andassero a toccarle; se per adesione elettrica esse rimanevano attaccate, si staccavano con leggieri colpi opportunamente dati al tavolo su cui poggiava l' apparecchio.

Di poi si portavano le palline fisse in comunicazione col suolo e col cilindro esterno. Non rimaneva più che di conoscere il legame fra il potenziale delle palline mobili e la deviazione angolare del giogo. Ciò si ottenne caricando invece le palline fisse e lasciando a potenziale zero le mobili; l' operazione è piuttosto delicata, perchè bisogna evitare che le palline mobili entrino nella prima oscillazione, nell' angolo di equilibrio instabile e bisogna operare rapidamente per essere sicuri che le palline mobili non si vadano caricando appunto per la conduttività dell' aria. A questo modo fu fatta una graduazione empirica dell' istrumento.

Per ciò che riguarda l' immissione dell' aria, diremo che essa veniva fatta mediante le due tubature F, F'. L'aria veniva soffiata mediante una pera di gomma, e prima di giungere al

cilindro di dispersione passava per otto tubi di cloruro di calcio, due di anidride fosforica, uno contenente frammenti di sodio metallico, un condensatore elettrico formato da due cilindri concentrici, ed infine un tubo metallico ripieno di lana di vetro fortemente pressata ed in comunicazione col suolo. Per uscire dall'apparecchio di misura l'aria era costretta a passare per una boccia ripiena di acido solforico concentrato che serviva di chiusura all'uscita; finalmente tra la boccia ed il recipiente un tubo di raccordo in gomma munito di pinza di pressione. L'aria fresca era immessa aprendo le finestre e facendo funzionare la pera per lungo tempo.

Ogni esperienza durava molte ore leggendosi ad intervalli le deviazioni elettrometriche ed i rispettivi tempi. Si constatò che in una serie il potenziale decrescente delle palline mobili poteva essere rappresentato molto bene dalla relazione $V = V_0 - bt$. Calcolando b da una serie di valori corrispondenti di V e di t si veniva ad ottenere un numero che rappresentava il valore della dispersione nell'intervallo in cui era durata la serie di letture.

Delle numerose serie di esperienze riportiamo solo alcune, ad attestare il loro andamento comune.

I.

Aria immessa nell'apparecchio nelle prime ore del mattino del 12 Novembre. Le palline sono in ogni esperienza state in contatto colle fisse e colla sorgente di elettricità sino dalla sera antecedente. Lo stilo che sorregge la estremità superiore del filo di quarzo è permanentemente in contatto colla sorgente. I tempi sono contati in minuti primi.

12 Novembre $b = 0,495$			13 Novembre $b = 0,595$			14 Novembre $b = 0,573$			15 Novembre $b = 0,391$			16 Novembre $b = 0,369$			17 Novembre $b = 0,410$		
t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +
0	48,7	48,9	0	49,6	49,7	0	49,5	49,5	0	51,3	51,8	0	49,3	49,0	0	48,9	[illegible]
38	47,2	47,5	20	48,0	47,9	25	48,3	48,1	53	49,8	49,7	98	45,3	45,4	25	47,9	[illegible]
222	37,7	37,9	64	45,8	45,9	73	45,3	45,3	88	48,7	48,4	242	39,7	40,1	79	45,5	[illegible]
263	36,0	35,8	233	35,8	35,8	163	39,8	40,2	216	43,3	43,4	345	36,2	36,3	125	43,6	[illegible]
320	33,0	33,0	...	....	....	226	36,5	36,6	389	36,6	36,6	422	33,8	33,4	267	37,7	[illegible]
...	....	....	...	....	....	263	34,6	34,4	492	32,4	32,6	...	....	....	332	35,4	[illegible]
...	....	....	...	....	....	290	33,3	32,9	...	....	....	...	....	....	...	....	....
...	....	....	...	....	....	323	30,8	31,0	...	....	....	...	....	....	...	....	....

II.

Aria immessa nel mattino del 19 Novembre. Come sopra.

19 Novembre $b = 0,391$			20 Novembre $b = 591$			21 Novembre $b = 0,566$			22 Novembre $b = 0,528$			23 Novembre $b = 0,576$			24 Novembre $b = 0,47$[illegible]		
t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −
0	47,3	47,1	0	49,2	49,1	0	49,9	49,9	0	49,9	49,7	0	49,4	49,5	0	49,0	[illegible]
43	45,3	45,4	88	43,8	43,9	61	46,6	46,5	46	47,5	47,3	37	47,5	47,4	48	46,5	[illegible]
177	40,0	40,2	228	35,7	35,6	193	38,7	39,0	265	35,3	35,8	190	38,5	38,6	333	33,1	[illegible]
273	36,5	36,4	...	....	....	255	35,7	35,5	...	....	....	337	30,1	30,1	...	....	....
373	32,6	32,5	...	....	....	...	....	....	...	....	....	...	....	....	...	....	....

III.

Aria immessa nel mattino del 7 Dicembre. Come sopra.

7 Dicembre $b = 0,474$			8 Dicembre $b = 0,585$			9 Dicembre $b = 0,609$			10 Dicembre $b = 0,522$			11 Dicembre $b = 0,504$			12 Dicembre $b = 0,470$		
t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −	t	V oss. −	V cal. −
0	48,2	48,4	0	4,74	47,2	0	47,2	47,1	0	45,7	45,5	0	48,7	48,5	0	48,5	[illegible]
109	43,3	43,3	30	45,4	45,4	57	43,2	43,6	104	39,7	40,1	108	42,8	43,1	81	44,3	[illegible]
280	35,0	35,1	90	41,5	41,9	216	33,9	33,9	216	34,4	34,7	183	39,2	39,3	186	39,2	[illegible]
...	....	....	150	38,3	38,4	...	....	....	...	....	....	233	37,0	36,8	246	36,6	[illegible]
...	....	....	210	35,1	34,9	...	....	....	...	....	....	...	....	....	306	34,1	[illegible]
...	....	....	...	....	....	...	....	....	...	....	....	...	....	....	336	32,5	[illegible]

IV.

Aria immessa nel mattino del 16 Gennaio. Come sopra.

Gennaio = 0,615		18 Gennaio b = 0,689			25 Gennaio b = 0,632			1 Febbraio b = 0,534			4 Febbraio b = 0,415			8 Febbraio b = 0,410		
V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +
49,5	49,3	0	49,5	49,6	0	47,5	47,5	0	48,6	48,4	0	51,0	50,7	0	50,4	50,4
46,2	46,3	47	46,6	46,4	73	42,8	43,0	61	44,8	45,1	50	48,2	48,6	73	47,6	47,4
42,3	42,8	130	40,6	40,6	152	37,9	37,9	102	42,3	43,0	167	43,9	43,8	131	45,1	45,1
37,7	37,8	...	....	....	...	....	....	...	....	....	...	....	....	181	43,0	43,0

V.

Le condizioni sono come le antecedenti ; solo lo stilo superiore a cui è attaccato il filo di quarzo è al suolo. Aria immessa nel mattino del 21 Dicembre.

21 Dicembre b = 0,588			22 Dicembre b = 0,682			24 Dicembre b = 0,608			26 Dicembre b = 0,584		
t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +	t	V oss. +	V cal. +
0	45,4	45,4	0	47,1	47,1	0	46,9	46,3	0	45,1	45,1
106	39,3	39,2	66	42,6	42,6	50	43,7	43,3	53	42,1	42,1
252	30,6	30,6	...	....	....	110	40,2	40,2	120	38,1	38,1

Finalmente in altre serie, che è inutile di riportare perchè presentano il medesimo andamento, il tempo di carica delle palline mobili durò solo mezz' ora, rimanendo il sistema fra un' esperienza e l' altra, ossia da un giorno al successivo costantemente al suolo.

Le nostre esperienze conducono così al risultato che la dispersione cresce dapprima sino ad un massimo che raggiunge dopo un giorno o due, per poi risalire ad un valore poco differente dall' iniziale. Ciò si spiega facilmente ammettendo che l' aria porti con sè un' emanazione radioattiva, la quale

attiva temporaneamente le pareti del recipiente producendo così un aumento iniziale di ionizzazione, che va gradualmente scomparendo; e si potrebbe anche supporre che l'azione ionizzante diretta dell'emanazione passi di per sè per un massimo.

Da ciò si vede che per spiegare i fenomeni sinora osservati sono sufficienti le ipotesi seguenti: radiazioni penetranti attraverso le pareti del recipiente e raggi emessi direttamente dalle pareti; le quali cause forniscono la ionizzazione normale stazionaria dell'aria in recipienti chiusi; le variazioni al principio, subito dopo immessa aria fresca, dipendono dalla natura dell'aria immessa, cioè dall'emanazione contenuta nell'aria atmosferica. E così per spiegare i fenomeni sinora osservati, basta l'ammettere tre cause di ionizzazione. Naturalmente il forte aumento della dispersione osservato da Geitel non rientra in questa spiegazione; ma bisogna notare che molti altri sperimentatori non l'hanno ritrovato, e gli stessi Elster e Geitel sembrano metterlo in dubbio quando parlano di esperienze eseguite in una grossa caldaia [1]).

Rimane a vedersi se è necessaria l'ipotesi di una ionizzazione spontanea dell'aria, o della presenza in essa di un gas permanentemente radioattivo o che perda molto lentamente le sue proprietà ionizzanti; per quanto questa apparisca non molto probabile dalle ricerche fatte sin oggi, come abbiamo già accennato. Comunque, delle ricerche sperimentali dirette per decidere la questione, andrebbero incontro a non lievi difficoltà.

---

1) Ueber die radioaktive Emanation in der atm. Luft. Phys. Zeitschr. 4, 1900, pag. 522.

SUI RAGGI *N* DI BLONDLOT.

Nota di E. SALVIONI [1]).

1. Da parecchi mesi mi sono dedicato con molta costanza e poca fortuna allo studio dei fenomeni recentemente descritti dal Blondlot [2]). Come è ben noto, essi avrebbero dimostrato nella luce solare e in quella emessa da altre sorgenti la presenza di radiazioni fin qui sconosciute, le quali attraverserebbero senza assorbimento notevole grosse lastre di alluminio e grosse tavole di legno. Nel corso delle mie esperienze molti senza dubbio si saranno occupati dell' argomento, ma solo pochi [3]), relativamente alla sua importanza, hanno confermato la scoperta ; e ad eccezione del Blondlot, chi ha cercato di constatarla con esperienze obiettive, non è riuscito nel tentativo [4]).

Purtroppo, malgrado io abbia con una certa ostinazione variato, in molti modi, l' esperienze, e abbia avuto parecchie volte risultati consimili a quelli del Blondlot con coincidenze che sarei tentato di ritenere non completamente fortuite, pur tuttavia non mi sento in grado di pronunziarmi non già sulle esperienze del Blondlot, sulle quali non mi permetterei di sollevare alcun dubbio, ma sulle mie stesse esperienze. Per tali ragioni avrei voluto ben più a lungo seguitare le ricerche prima di renderne conto se la lena mi fosse bastata di continuare, fra risultati incerti e spesso discordi, osservazioni estremamente laboriose.

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem., 1904.

2) C. R., T. 134, pag. 1559; T. 135, pagg. 666, 721, 763; T. 136, pagg. 284, 487, 735, 1120, 1227, 1421 ; T 137, pagg. 167, 684, 729, 831, 962 ; T. 138, pagg. 125, 453, 545, 547.

3) Charpentier, C. R. T. 137, pagg. 1049, 1277; T. 138, pagg. 45, 194, 414, 584; Macé de Lépinay, C. R., T. 138, pag. 77; E. Meyer, C. R., T. 138, pagg. 101, 272; Lambert, C. R., T. 138, pag. 196; Gutton, C. R., T. 138, pagg. 268, 568 ; Bichat, C. R., T. 138, pagg. 829, 548, 551 ; Bagard, C. R., T. 138, pag. 686.

4) Zahn, Phys. Zeit., 4, 868, 1903. Anche Drude, Donath, Classen, Rubens e Kaufmann (Beib. 1904, pag. 106) non hanno potuto constatare i fenomeni.

2. Le prime esperienze eseguite quando non mi aspettavo di incontrare alcuna difficoltà nel ripetere quelle descritte dal Blondlot furono dirette a ricercare qualche nuovo effetto che permettesse l' osservazione obiettiva dei fenomeni e la loro misura. E poichè un' azione fotografica diretta era già stata esclusa dal Blondlot, come anche un' azione termica, mentre la indiretta mal si presta a misure e poichè già Zahn aveva inutilmente cercato di trar partito dalla variazione che la luce produce sulla resistenza del selenio, tentai due vie differenti, guidato dall' idea che le nuove radiazioni potessero dar luogo a effetti fotoelettrici o esercitare azioni sul coherer.

3. Sul coherer le azioni potevano aspettarsi in due sensi. Se le radiazioni N, come allora le riteneva il Blondlot e il Sagnac, appartenevano alle radiazioni ultrarosse fra le elettromagnetiche più rapide e le radiazioni di Rubens, poteva ricercarsi un' azione diretta sui radioconduttori, simile a quella delle onde elettriche. Se, per contrario, le radiazioni N appartenevano alle ultraviolette, come Blondlot ha poi affermato, e come dall' insieme dei fatti da lui riferiti io inclinavo a pensare, esse avrebbero molto verosimilmente esercitato un' influenza sulla resistenza del coherer, nell' atto in cui il circuito venisse attraversato dalle onde elettriche; esse, facilitando le scintilline o rendendole più energiche, ne avrebbero aumentato l' effetto. Sotto l' azione delle radiazioni N sarebbe così aumentata la sensibilità del coherer per le onde elettriche. Anche l' effetto osservato dal Blondlot sulle scintilline rendeva la cosa probabile. L' esito invece delle esperienze, tentate nell' uno e nell' altro senso, variate in numerose maniere, con l' impiego di radioconduttori semplici a punte e a sfere e di coherer a limatura, tubiformi e lamellari, fu completamente negativo. Effetti simili a quelli attesi si verificavano sì, ma l' azione era completamente intercettata da schermi doppi di sottile foglia d' alluminio; essi erano perciò dovuti unicamente alle radiazioni termiche della sorgente. Queste esperienze mi condussero d' altra parte all' osservazione di alcune particolarità, delle quali renderò conto in seguito.

4. Anche il presunto effetto fotoelettrico, consimile a quello dei raggi ultravioletti ordinari, poteva presentarsi in due modi:

o come un' azione ionizzatrice sull' aria, o come un' azione superficiale sui corpi irradiati. Questo secondo effetto appariva plausibile anche per il fatto che il fenomeno della carica positiva scoperto dal Righi per i raggi ultravioletti e per i raggi emananti dai tubi di Röntgen, era stato per questi ultimi qualche volta posto in dubbio e si manifesta in grado assai diverso con tubi differenti; non era quindi inverosimile che un tale effetto anzichè propriamente dai raggi X derivasse dalle radiazioni N che attraversano gli stessi schermi metallici e che, secondo il Blondlot, sono appunto emesse dai tubi di Röntgen. Per istudiare la presunta azione ionizzatrice feci agire le radiazioni della reticella Auer, senza tubo di vetro, e attraverso lastre di legno o di alluminio, sopra coppie fotoelettriche, mettendo così in giuoco le sole forze elettromotrici di contatto, e fra dischi metallici, dei quali uno in comunicazione col suolo e l' altro portato a un potenziale di parecchie diecine di Volts e in comunicazione con l' elettrometro. Per istudiare il presunto effetto superficiale feci arrivare le stesse radiazioni sopra dischi di zinco o di rame dorato, portati a pulimento speculare, e tenuti inizialmente allo stesso potenziale del suolo, delle pareti e dei corpi circostanti con una particolare cautela avrò occasione di riferire in seguito. In tutte queste esperienze si ebbero da principio effetti notevoli in vario senso, ma provenivano unicamente dall' azione ionizzatrice della reticella incandescente e dei prodotti di combustione. Tali effetti, per quanto poteva rilevarsi non ostante la loro irregolarità, non erano modificati dalla sostituzione di schermi di piombo o di cartone bagnato d'acqua a quelli di alluminio o di legno; e scomparvero quasi completamente dopo che ebbi disposto le cose in guisa da evitare il diffondersi dell' aria ionizzata dall' interno della lampada, nella stanza delle esperienze.

5. Falliti questi tentativi di dimostrazione obiettiva, mi proposi di constatare i fenomeni direttamente con l' occhio. Come è noto le radiazioni N sarebbero emesse, con la maggiore intensità dal filamento di Nernst, ma non avendone i mezzi necessari mi contentai della reticella Auer. Conforme alle indicazioni del Blondlot, applicai a questa un tubo di la-

miera di ferro, munito di una fenditura verticale, di cui variai, nel corso delle esperienze, la lunghezza da 1 a 10 mm.; e la chiusi entro una scatola di lamiera, impermeabile alla luce ordinaria, e fornita di due tubi per l'aria e per i prodotti di combustione. Anteriormente e in corrispondenza alla fenditura del tubo interno, una parete della scatola ha una finestra rettangolare larga 4 cm. e alta 7, chiusa da una lamina sottile di alluminio (0,2 mm.) o altre volte da una lastra più grossa (2 mm.), ma portata a pulimento speculare.

Secondo il Blondlot l'azione dei raggi N si osserva sulle piccole scintille, sulle fiammelle poco luminose, su schermi fosforescenti mediocremente eccitati e in generale su superficie non molto estese e debolmente illuminate. Lasciai subito, dopo poche prove, il pensiero di sperimentare con le scintilline e con le fiammelle che ottenevo piccolissime e azzurrine all'orificio di aghi di Pravaz; l'incostanza delle une e delle altre, nelle mie condizioni, non sembrava prestarsi a rivelare piccole differenze di luminosità. Preferii pertanto attenermi all'impiego di schermi fosforescenti eccitati dalla luce diffusa del giorno, o di schermi fluorescenti resi luminosi da sostanze radioattive. Con questi mi proponevo verificare i due fatti fondamentali e cioè l'effetto prodotto da corpi di differente natura interposti fra lo schermo e la sorgente, e l'esistenza di massimi e minimi di luminosità nelle regioni dove una lente di quarzo o di alluminio formerebbe le immagini della fenditura corrispondenti ai diversi gruppi di raggi N emessi dalla lampada.

La lente di quarzo usata a tale scopo ha l'apertura di cm. 4 e per la luce ordinaria la distanza focale di cm. 16,4; la lente di alluminio, ottenuta per fusione e poi lavorata al tornio e resa speculare, è pianoconvessa; la faccia convessa è sferica col raggio di cm. 6, e l'apertura è di cm. 7; ma tanto a questa quanto a quella di quarzo furono sovente applicati dei diaframmi. Gli schermi furono preparati di mano in mano con diverse dimensioni e in diverse forme, sia spargendo i sali su cartoncini, o su lastrine di alluminio, facendoli aderire o con acqua gommosa, o semplicemente con alcool, sia comprimendo le polveri in fenditure strette o in piccoli fori praticati

entro tavolette di legno o di cartone. Come polveri fosforescenti impiegai solfuri di calcio fosforescenti in differenti colori e di diversa provenienza e due diverse qualità di solfuro di zinco, e per gli schermi fluorescenti da usarsi con un tubetto contenente del solfuro di bario con cloruro di bario radifero [1]), usai platinocianuro di bario di Kahlbaum, tungstato di calcio gentilmente regalatomi da vari anni da Edison e un fluoruro di uranile e ammonio regalatomi dalla casa Zimmer all'epoca delle prime scoperte di Becquerel sui raggi uranici. Impiegando questi schermi, sperimentai dapprima con metodo di confronto, usando le tre seguenti disposizioni.

6. *a)* Un piccolo schermo circolare fu fissato al fondo aperto di un tubo di zinco lungo 10 cm. circa; questo porta nell'interno una lente convergente a 7 cm. dallo schermo e a 3 dall'altra estremità cui si applica l'occhio. Sullo schermo che ha la faccia fosforescente rivolta all'interno, si adatta al tubo un coperchio girevole, il cui fondo è di sottile lamina d'alluminio, ma è per metà rivestito internamente da un mezzo disco di piombo di 3 mm. di grossezza. Tale tubo applicato all'occhio veniva diretto verso la finestra della lampada Auer; ma per evitare l'effetto termico interponevo una tavola di legno. Una porzione rettangolare di quest'ultima poteva cambiarsi con una lastra speculare di alluminio (2 mm.).

Per fare l'esperienza, cominciavo col girare a caso il coperchio, per modo che il semicerchio di piombo veniva a prendere una orientazione sconosciuta. Osservavo allora quali regioni dello schermo apparissero un poco più luminose, e, formulato il giudizio, riscontravo l'orientazione del semicerchio di piombo. L'esito delle osservazioni non poteva essere più scoraggiante; bene spesso assegnavo una maggiore luminosità a regioni dello schermo che erano invece riparate dal piombo. Più volte ripulii a smeriglio il piombo e più volte lo mutai, pensando a un possibile immagazzinamento dei raggi N quale osserva il Blondlot nel piombo, ma i risultati non cambiarono; e nemmeno cambiarono, quando, in seguito, ripetei le esperienze, disponendo al di sopra dello schermo, sulla

1) Secondo i fornitori Dott. Martignoni e Mela contiene circa gr. 0,01 di sale radifero.

faccia fosforescente rivolta all' occhio, una specie di reticolato ritagliato in una lamina di zinco, disposizione che, come dirò (§ 7), sembra particolarmente adatta alla osservazione di fenomeni consimili, per quanto mi pare, a quelli descritti dal Blondlot.

E nulla affatto potei notare avvicinando all' apparecchio lime temperate, goccie bataviche, soluzioni di cloruro di sodio o d' iposolfito esposte precedentemente alle radiazioni solari. Anche altre persone che mi sostituirono nelle osservazioni non ebbero migliore fortuna.

b) A due faccie di un prisma di cristallo equilatero, adattai due schermi identici e egualmente eccitati, con le faccie fosforescenti rivolte al vetro, alla terza un tubo munito di lente; è la stessa disposizione, anzi lo stesso apparecchio usato nel confronto di schermi fluorescenti ai raggi X [1]). Applicando l' occhio al tubo, si vedono per riflessione totale, le due faccie laterali disposte contigue in uno stesso piano, il che facilita il confronto delle loro luminosità. Ma nessuna differenza tra queste si potè mai avvertire, nè da me, nè da altre persone, sia spostando il piccolo apparecchio lungo l' asse congiungente il centro della fenditura col centro della lente o normalmente ad esso in direzione orizzontale e verticale, sia interponendo vari corpi fra la lampada e la lente, sia avvicinando da un lato le supposte sorgenti di raggi N.

c) Una lastrina d' alluminio rivestita di platinocianuro di bario è piegata a angolo di 125° formando un diedro come nel fotometro di Ritschie; le due faccie sono separate da un tramezzo di piombo e sono rese luminose da un tubetto di sostanza radioattiva, la cui distanza da ciascuna faccia può regolarsi in modo da renderle ugualmente luminose. Le faccie fluorescenti sono qui rivolte all' esterno e sono ricoperte da un reticolato tagliato in una sottilissima foglia di rame.

Anche questa disposizione, usata nello stesso modo che la precedente, non mi diede alcun risultato.

7. Dopo questi insuccessi, risolvetti di attenermi alle indicazioni di Blondlot, impiegando invece che schermi estesi, una striscia luminosa, ottenuta comprimendo del solfuro di calcio

1) Atti dell'Acc. m. ch. di Perugia, 1896.

in un solco intagliato in un cartone. Ebbi allora subito, ma in modo incerto, dei fenomeni consimili a quelli di Blondlot; interponendo fra la lampada e il solfuro la mano o una lastra di piombo, la luminosità del solfuro non sembrava diminuire, ma il contorno della fenditura si faceva come sfumato. Pensai allora di ritornare agli schermi più estesi, applicandovi sopra un reticolato intagliato in una lastrina di zinco. Con questa disposizione parvero riprodursi i fenomeni precedenti con molta chiarezza; l' interposizione della mano o della lastra di piombo pareva che vi diffondesse come una nebbia, che impediva di distinguere i contorni del reticolato. Il fenomeno mi apparve allora con tanta evidenza che non pensai nemmeno a farlo controllare da altri, nè pensai guardarmi dall' autosuggestione e dalle cause soggettive d' errore [1]). Mi premeva di ripetere le misure degli indici di rifrazione rispetto al quarzo e disposi le esperienze a tale scopo. Davanti alla lampada con fenditura di 2 mm. fissata solidamente al banco d'esperienza, fu su questo fermato un regolo di legno sul quale scorrevano due corsoi; uno porta la lente e si tenne fisso, l' altro lo schermo col reticolato. Questo secondo corsoio porta su un lato un indice terminante in una punta d' ago, mobile innanzi una riga millimetrata fissata al banco, e sulla fronte una striscia metallica a coltello; quest' ultima serve come guida per tracciare con la matita delle sottili linee, in corrispondenza alle successive posizioni del corsoio, sopra una lista di carta tesa sul regolo. Le esperienze si facevano (come sempre) nell' oscurità piena, allontanando man mano il secondo corsoio e, seguendo, con l' occhio fisso, il reticolato, notavo di volta in volta le posizioni in cui la luminosità appariva passare per un massimo, tracciando una lineetta lungo un orlo della striscia di carta; ciò fatto, senza riaccendere il lume, riaccostavo il corsoio, notando via via le nuove posizioni di massimo sull' altro orlo della striscia. Il risultato delle prime serie di osservazioni riuscì molto promettente; vi incontravo bensì, in ogni serie, delle posizioni di massimo che non tro-

1) Ricordo, a mia giustificazione, che non avevo allora ragione per dubitare di fenomeni affatto simili a quelli che il Blondlot descrive con tanta semplicità.

vavano una corrispondente nelle altre, ma le coincidenze entro i limiti di precisione assegnabili e relativamente al numero fino allora non molto grande di massimi osservati, apparvero ripetersi con tanta frequenza e talora con tanta precisione che giudicai di non poterle attribuire al caso. Particolarmente ciò avveniva in coppie di serie successive; tre, quattro, talvolta cinque e sei linee segnate su un orlo coincidevano quasi rigorosamente con altrettante segnate di fronte sull' altro orlo.

Per darne un' idea, serviranno le seguenti che furono le prime otto; i numeri riportati rappresentano in cm. le distanze del reticolato dalla lente, e qui sono disposti per ordine in modo da porre meglio in evidenza le coincidenze più notevoli che vi sono segnate con un punto ammirativo; vi è del resto nel far ciò una certa arbitrarietà.

1ª	2ª	3ª	4ª	5ª	6ª	7ª	8ª	Medie *p*
1,4	—	—	—	—	—	—	—	
—	—	—	—	1,9	2,0	—	—	
—	2,7	—	2,4	—	—	—	—	
—	—	—	3,0	—	—	—	—	
—	—	—	—	3,8	3,5	3,5	—	
4,1	—	—	—	—	—	—	4,0	
—	—	4,6	—	—	—	4,6	—	
5,0	5,0	—	4,9	—	5,0	5,2	5,2!	5,1
6,1	6,3	—	—	6,4	6,4	6,4	6,3!	6,3
—	7,0	—	—	—	—	—	7,1	
7,5	—	—	—	—	7,6	—	—	
8,2	7,9	—	—	8,3	—	8,0	—	
—	—	8,9	—	8,8	—	—	8,7	
9,3	9,2	9,5	9,5	—	—	9,6	9,7!	9,5
10,3	10,3	10,7	10,7	—	10,5	10,4	—	10,5
—	—	—	—	11,2	11,0	—	—	
—	12,4	12,6	—	—	—	—	—	
11,9	—	11,7	—	—	—	11,7	—	
13,3	13,3	—	13,2	13,4	—	13,4	13,2!	13,3
14,0	—	13,8	—	—	13,8	—	—	

1ª	2ª	3ª	4ª	5ª	6ª	7ª	8ª	Medie p
14,5	14,6	14,7	—	—	—	—	—	
15,0	—	—	—	14,9	—	—	15,3	
15,5	—	—	15,8	—	—	—	—	
—	16,4	—	—	—	16,5	—	—	
16,8	—	—	—	—	—	—	16,8	
17,0	—	17,2	17,0	—	—	—	—	
17,5	17,5	—	—	17,8	17,7	—	17,4!	17,6

Queste osservazioni furono fatte con la lente di quarzo alla distanza di cm. 22, (distanza focale per la luce ordinaria $= 16,4$).

Assumendo per l' indice del quarzo per la luce ordinaria il valore 1,54, la formola elementare delle lenti dà in corrispondenza delle distanze p i seguenti valori per l' indice n di rifrazione :

$p = 5,1$	6,3	9,5	10,5	13,3	17,6
$n = 3,13$	2,80	2,33	2,24	2,06	1,89 [1])

Serie somiglianti con risultati dello stesso genere, si ebbero pure variando a salti la posizione del corsoio ; e mi pareva strano che le coincidenze fossero dovute solamente al caso. Il che mi spinse ad aumentare la precisione delle misure e osservare minutamente e con maggiore diligenza il tratto percorso dal corsoio, tanto più che in ogni singola osservazione la posizione del massimo sembrava straordinariamente definita, cosicchè bastasse un piccolissimo spostamento [2]) per diminuire la nettezza del reticolato. Ma spinta la precisione sin al decimo di mm., il risultato non guadagnò di chiarezza ; quanto più diligentemente si osservava, e tanto più numerosi comparivano i massimi, rendendone impossibile la separazione ; nelle ultime esperienze ne segnavo *50* e *60* nel tratto di una ventina di cm.; l' insieme del materiale riusciva pressochè indecifrabile ! Pur tuttavia alcune posizioni di massimi, sempre però a pochi decimi di millimetro da altri, si ripresentavano con insistenza:

1) Gli indici assegnati da Blondlot sarebbero 2,93, 2,62, 2,44, 2,29.
2) Ora direi quasi la semplice intenzione !

oltre alle distanze su per giù uguali a quelle date innanzi, comparirono con frequenza dal 60 all' 80 °/₀, entro i limiti di cm. 0,02 le seguenti distanze in cifra tonda:

17,6 — 17,7 — 18,0 — 18,8 — 19,3 — 19,4 — 19,8 — 20,4 — 31,2 — 21.8 — 22,8 — 24,0 — 25,1 — 49,5

cui corrisponderebbero nelle mie condizioni indici compresi fra $n = 1,89$ e $n = 1,57$.

Nella speranza di poter un poco chiarire se il ripresentarsi di numeri presso a poco uguali nelle misure sui raggi N dovesse attribuirsi al caso o una causa regolatrice, mi ingolfai in lunghi calcoli di probabilità. Data una serie di m righe distribuite a caso su un tratto di l cm., a quante coincidenze darà luogo in media un' altra serie simile ripetuta un gran numero di volte, entro il limite $\pm a$ cm.? Vi è una certa arbitrarietà nel porre e nel risolvere la questione; la via da me seguita mi conduce alla formola

$$N = \frac{\sum_{r=1}^{r=m} r \binom{m}{r} \binom{n-m}{m-r}}{\binom{n}{m}}$$

dove è posto $\frac{l}{a} = n$. Ma il calcolo dei fattoriali che qui intervengono, anche facendo uso delle note formole che dànno i logaritmi, è pressochè interminabile, essendo nel caso mio $m = 50$, e $n = 2000$ per $a = 0,01$: onde cercai applicarlo a tratti più brevi, e in via approssimata: se in questo calcolo non sono caduto in errore, chiamando ρ il rapporto fra il numero di coincidenze osservate entro $\pm a$ e quello calcolato, si avrebbe all' incirca

a cm.	ρ
0,01	4
0,02	3,6
0,03	2,6

Ma tenuto conto dell' arbitrarietà del calcolo per cui alle condizioni presupposte non corrispondono fedelmente quelle

del caso concreto, tenuto conto del modo di procedere nelle osservazioni le quali non riescono indipendenti, tenuto conto dell' intervento di cause subiettive fisiologiche o psichiche determinate o provocate da una specie di vago ricordo o di aspettativa involontaria, e del loro probabile ripresentarsi con una certa regolarità, dal risultato non è possibile trarre una conclusione fondata.

Anche i fatti seguenti avvaloravano i dubbi:

1° Nel corso dell' esperienze avevo ripetutamente notato che impressioni simili di maggiore o minore nitidezza nel contorno del reticolato, si avevano anche a lampada spenta [1]), anche soppressa la lampada e la lente di quarzo, anche senza muovere lo schermo.

2° In presenza di un massimo per cui il reticolato (5×4 cm.) appariva più distinto, il fenomeno si avvertiva in quella qualsiasi parte di esso che si prendeva di mira e non nella sola regione che geometricamente corrispondeva alla immagine.

3° In ogni singola osservazione la posizione del massimo sembrava definita con gran precisione; mentre tale precisione è poco concepibile con la teoria geometrica, date le dimensioni della fenditura e della lente.

4° Si osservavano massimi anche nella regione dove verosimilmente cadrebbero le immagini corrispondenti alle radiazioni di Schumann che notoriamente sono assorbite dall' aria.

5° Nelle posizioni dei massimi non sempre l' interposizione di una lastra di piombo produceva l' effetto che doveva aspettarsi.

Queste considerazioni mi indussero a studiare con più attenzione i fenomeni subbiettivi che si ricevono, fissando con l' occhio un reticolato opaco su uno schermo fosforescente e l' influenza che sul giudizio esercita la suggestione. Il primo esame mi portò alla constatazione di due fatti che hanno senza dubbio influito nelle esperienze precedenti.

Il primo fatto consiste in ciò che quando nell' oscurità si osservano le maglie del reticolato sul fondo debolmente lumi-

1) Fu già notato dal Blondlot e da lui attribuito a una specie di fosforescenza (C. R. T. 137, pag. 729).

noso dello schermo, non è la maglia che si prende di mira quella che si vede più nitida: essa apparisce come velata da una nebbia, mentre le circostanti spiccano nitidamente. Del fenomeno che credetti nuovo mi ero dato una spiegazione, che nel mio caso ha un certo valore; nella camera scura prima di accingermi alle osservazioni tenevo accesa la fiamma di una candela per notare le posizioni del corsoio, e, nello spegnerla, non facevo a meno di fissarla per qualche istante; la *fovea* ne riceveva allora l' immagine, che doveva proiettarsi in oscuro, quando, rifatta l' oscurità fissavo lo schermo. Ma tale fenomeno fu già osservato dal Kries [1]) su superficie luminose poco estese, il quale ne diede una spiegazione esauriente riferita dal Lummer e basata su fatti istologici. Attribuii subito a tale fatto una grande importanza nella interpretazione dei fenomeni e fui condotto a considerazioni identiche a quelle fatte dal Lummer [2]), e che pertanto non ho più interesse di riferire. Dirò solo che ritornai alle esperienze precedenti, facendo il massimo sforzo per non mutare la direzione della visuale; la regione fissata andava diventando sempre più indecisa, ma l' osservazione, fatta con tale sforzo, provoca un senso di molestia che spinge irresistibilmente a modificare la direzione dell' occhio; le esperienze diventano estremamente faticose, e prolungate non mancherebbero di recar danno alla vista.

Un secondo fatto osservato può essere causa d' errore, se l' osservatore è miope e guarda senza lenti; consiste in ciò che, mentre con una illuminazione normale l' occhio distingue le maglie del reticolato con chiarezza poco diversa anche variandone la distanza, ciò non accade quando nell' oscurità si guarda il reticolato, disposto sullo schermo fosforescente, sul fondo fosforescente. In questo caso basta una piccola modificazione nella distanza o nello sforzo d' accomodamento, per modificare notevolmente la chiarezza della visione. Il mio occhio con una miopia di 2 diottrie e acuità normale, discerne le maglie del reticolato posto a 160 cm. con illuminazione

1) Lummer, Phys. Zeit. N. 5, 1904.
2) Lummer, loc. cit.

ordinaria; nell' oscurità invece al di là di 40 cm. o poco più il reticolato scomparisce completamente in un fondo uniforme; e, tenendo lo schermo a distanza compresa fra il punto prossimo e il remoto, una variazione di pochi millimetri produce una variazione sensibile nella luminosità apparente e nella chiarezza dei contorni. Il fenomeno è evidentemente collegato col fatto ben noto che l' acutezza visiva diminuisce con le intensità d' illuminazione, ma questo però non par che basti a spiegarlo.

A queste due cause d' errore si accompagnano dei fenomeni di suggestione, ai quali le condizioni dell' esperienza, come nota il Lummer, sono particolarmente favorevoli. Così le esperienze precedenti lasciano un ricordo forse più preciso che non si pensi, e, quando si muove lo schermo alla ricerca dei massimi o si interpongono corpi fra essi e la sorgente, forse l' occhio, già inconsapevolmente esercitato, si dirige o si accomoda in modo da veder più o meno bene secondo l' aspettativa.

Messo così in guardia era naturale che io riprendessi l' esperienze precedenti, e in particolare quella fondamentale dell' effetto di schermi interposti con un metodo che eliminasse l' autosuggestione; e questo appunto ho fatto in questi ultimi tempi, valendomi di un aiuto. Questi aveva a sua disposizione quattro lastre (piombo, rame, alluminio, legno) che doveva interporre a suo piacimento e a mia insaputa, notando ogni volta la lastra presa; io d' altra parte notavo le corrispondenti impressioni. Ma, contro la mia aspettazione, anche condotta a questo modo l' esperienza non mi ha portato a conclusioni chiare. I casi in cui il giudizio corrispondeva allo schermo usato forse predominavano, ma non furono rari quelli decisamente contrari e numerosi quelli incerti; e i fenomeni d' immagazzinamento affermati dal Blondlot pur troppo si prestano a quella interpretazione che si vuol preferire: d' altra parte prolungando simili esperienze l' effetto della suggestione non è eliminato; incosciamente assistente e osservatore finiscono a trovarsi in una condizione psichica consimile a quella di due giuocatori che tendono a indovinarsi il pensiero. Ma una circostanza più grave debbo aggiungere ed

è *che da parecchio tempo non ho più potuto verificare su di me i fenomeni con quella chiarezza con la quale mi erano apparsi due o tre mesi or sono;* e tanto più mi rimorde di non aver in quell'epoca tentato esperienze consimili.

In tali condizioni, come dissi sul principio, io non mi sento in grado di pronunciarmi sulle mie stesse esperienze: da una parte l'insuccesso avuto anche in principio coi metodi di confronto (n. 6), l'influenza indiscutibile di cause fisiologiche e psichiche (nn. 8, 9), l'esito poco chiaro delle ultime esperienze, l'insuccesso nei tentativi di dimostrazione obbiettiva (n. 3), sono ragioni che mi costringerebbero a attribuire i fenomeni a sole cause subbiettive; d'altra parte le coincidenze ripetute (n. 7) e il ricordo di impressioni ricevute con grande evidenza (n. 7), mi spingerebbero ad ammettere che ai fenomeni subbiettivi si sieno sovrapposti anche fenomeni obbiettivi.

In tale ipotesi sarei costretto a ritenere che l'osservazione esiga una particolare condizione di sensibilità, diversa non solo da persona a persona [1]), ma assai variabile nella stessa persona.

I fenomeni riferiti dal Blondlot, dal Charpentier, dal Macé de Lepinay, da E. Meyer e altri, e alcune strane proprietà, come l'immagazzinamento, l'azione delle onde sonore, la propagazione attraverso fili, hanno una singolare somiglianza coi pretesi fenomeni luminosi del così detto magnetismo animale [2]), che la scienza ha ripudiato; anche quei fenomeni non sarebbero percepiti che dai così detti sensitivi. Ma l'indentrarsi in considerazioni di questo genere sarebbe contrario alle buone norme dell'indagine scientifica.

---

1) Servendomi dell'app. descritto al § 6 *a*) che ho a tal uopo modificato mi propongo di tentare qualche ricerca in questo indirizzo.

2) Vedi p. es. H. Durville, Traité exp. de Magn., t. 2, pag. 272.

LIBRI NUOVI

DIE ELEKTROCHEMISCHE REDUKTION DER NITRODERIVATE ORGANISCHER VERBINDUNGEN IN EXPERIMENTELLES UND THEORETISCHER BEZICHUNG,

MÖLLER.

(Verlag von Wilhelm Knapp 1904, pp. 113, prezzo Mk. 4).

È noto quale straordinario interesse, abbiano per la industria elettrochimica, i processi di ossidazione e di riduzione. L'A. si sofferma su questi ultimi, il cui interesse è specialmente attaccato alla fabbricazione delle materie necessarie alla industria dei colori, proponendosi di presentare una descrizione precisa ed esauriente del punto attuale in cui si trovano le ricerche. E nello scorrere di questo manualetto di 113 pagine si riceve la impressione che l'A. abbia raggiunto lo scopo.

Dopo la considerazione di alcuni casi semplici, e dopo di aver richiamato l' attenzione dei lettori sopra la importanza che ha il materiale da cui sono costituiti li elettrodi per i processi presi a considerare egli entra in argomento dividendo la materia in due prime divisioni. Riduzione elettrolitica in soluzioni acide, e riduzione elettrolitica in soluzioni alcaline.

E considera i nitrosocomposti, i derivati idrossilaminici, i corpi amidici, gli azoossicomposti, gli azocomposti, idrazocomposti, i derivati della benzina, le amine; ed infine quei prodotti che deviano dalla forma normale dei prodotti di riduzione ossia quei composti che si ottengono in soluzione acida con la elettrolisi di corpi nitrosi e che differiscono essenzialmente dal tipo normale; come nel caso osservato da Guttermann (*Ber. d. deuts. Chem. Ges.* 1893) nel quale la elettrolisi del p-nitrotoluolo in H_2SO_4 concentrato fornisce p-amidobenzilalcool e prodotti di condensazione di esso con p-nitrotoluolo rimasto intatto; mentre invece sarebbe stato da aspettarsi la formazione di amidoossicomposti.

Infine poi l'A. espone le teorie di Haber, Loeb e di Chilesotti.

Il metodo di esposizione è semplice, elementare e chiaro, ed ordinatissimo.

Le indicazioni letterarie sono assai estese; e si può concludere che questo manualetto può riuscire assai utile a chi si occupa davvicino dell' argomento.

La edizione di Knapp è poi molto buona; e ciò accresce pregio al libro.

GRASSI.

DIE BEZIEHUNGEN ZWISCHEN ÄQUIVALENTVOLUMEN UND ATOMGEWICHT.

BORCHERS.

(Knapp, 1904, pag. 17, prezzo Mk. 0,80).

Questa breve pubblicazione redatta per confermare e completare il sistema periodico degli elementi presenta le regolarità che si osservano in una rappresentazione grafica nella quale si assumono come ascisse i pesi atomici e come ordinate i volumi equivalenti degli elementi, e da essa si deduce con i metodi proprî di questo sistema di indagini la esistenza di elementi ancora sconosciuti, ed il loro probabile stato fisico.

GRASSI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVII, Dicembre (séguito), 1903.

ROGOVSKY E. ***Sulla differenza di temperatura dei corpi in contatto*** **(pp. 1244-1246). — Si è ricercato da vari sperimentatori se nel contatto di due corpi si ha una differenza di temperatura, come si ha una differenza di potenziale.**

L'A. osserva subito che quando la temperatura dei due corpi è in equilibrio, questa differenza non apparisce: ma quando la superficie di separazione dei due corpi è attraversata da un flusso di calore, si può supporre che questa differenza abbia luogo, a causa della diversa conduttibilità dei corpi.

Per i metalli, il Wiedemann non l'ha trovata, quando il contatto tra i metalli era perfetto. Ma il Despretz ha provato che

alle superficie di separazione dell' acqua e della nitroglicerina, quando passa il flusso di calore, esiste una differenza finita tra le temperature di quelle sostanze da una parte e dall' altra della superficie di contatto, che raggiunge da 2° a 3°.

Le ricerche poi di Smoluchowski, confermate da quelle del Gehrcke, hanno constatato questa differenza termica tra il gas e i corpi solidi.

L'A. ha cercato se esiste questa differenza nelle sue esperienze sulla conduttibilità esterna dei fili di argento posti nell'acqua e percorsi dalla corrente elettrica, nella ipotesi che si formi attorno al filo uno strato di acqua aderente dello spessore massimo di mm. 0,0064, dello spessore di mm. 0,00272, o che non si formi affatto.

I risultati ottenuti per i due spessori supposti sono rappresentati nelle seguenti tabelle, nelle quali I indica la corrente in Ampères che attraversa il filo, S l' eccesso della temperatura del filo sulla media tra la temperatura dell'acqua all' entrata e all' uscita dal tubo; Δt la differenza delle temperature delle superfici interna ed esterna dello strato di acqua, δ' la differenza di temperatura del filo e quella della superficie dell'acqua adiacente al filo nell' ultima ipotesi. Nell' ultima colonna poi è riportato il rapporto $\frac{\Delta t}{\delta}$ per 100.

Filo d'argento di 0mm,415 di diametro.

I ampères	δ°	Δt°	δ'	$\frac{\Delta t}{\delta}$ 100 per 100
1	0°,12	0°,001	0°,12	1
10	4,38	0,109	4,28	2,6
20	13,04	0,449	12,59	3,6
32	25,22	1,199	24,03	4,8

Filo d'argento di 0mm,281 di diametro.

I ampères	δ'	Δt°	δ'	$\frac{\Delta t}{\delta}$ 100 per 100
1	0,09	0,001	0,09	1
5	1,04	0,036	1,00	3,5
10	4,66	0,146	4,51	3,1
18	13,78	0,488	13,29	3,5

KOWALSKI (DE) J. *Sulle scariche striscianti* (pp. 1246-1249). - Facendo comunicare un polo del circuito secondario di un

piccolo trasformatore con un foglio di stagno incollato su una faccia di una lastra di vetro, mentre l'altro polo era posto in mezzo alla lastra, l'A. ha potuto ottenere e fotografare il fenomeno conosciuto sotto il nome di *rosa di Lichtenberg*, e misurare così la relazione tra la rosa e la tensione delle scariche.

Da una serie grande di esperienze, l'A. conclude che:

Il raggio della rosa di Lichtemberg è sensibilmente proporzionale alla differenza del potenziale impiegato per produrla.

L'A. ha constatato inoltre che la scarica alla superficie dell'isolante segue esattamente il cammino segnato sulla faccia opposta dai conduttori applicativi, e che se si ricopre la superficie della lastra opposta alla scarica, dopo avervi applicato la banda di stagno, di un forte strato di paraffina, non solo non si ha più il fenomeno delle scariche striscianti, ma per potenziali sufficienti a forare il vetro, la rottura avviene sempre ai bordi della banda.

L'A. infine ha eseguito una serie di misure per trovare le lunghezze delle scariche che si producono nei tre casi seguenti:

a) tra due elettrodi sulla superficie di una lastra in vetro, la cui superficie opposta era coperta di stagnola;

b) tra due elettrodi disposti sulla superficie di una lastra di vetro non ricoperta di stagnola;

c) nell'aria libera.

I risultati ottenuti sono rappresentati nelle seguenti tabelle:

I.

a) Lastra in vetro con stagnola.

Lunghezza della scarica mm.	Differenza di potenziale volts
150	37230
200	39784
250	41610

II.

b) Lastra in vetro senza stagnola.

Lunghezza della scarica mm.	Differenza di potenziale volts
120	43890
100	32710
80	21620
60	14560

III.

c) Scariche nell' aria libera.

Lunghezza della scarica mm.	Differenza di potenziale volts
99	43890
71	32710
46	21620
30	14560

CHARPENTIER A. ***Nuovi fatti sui raggi* n *di origine fisiologica: localizzazioni nervose*** (pp. 1277-1280). — Già in una precedente Nota l'A. ha riferito alcune sue esperienze secondo le quali il corpo umano emette raggi *n*, specialmente per parte dei tessuti il cui funzionamento è il più intenso.

In questa Nota l'A. riferisce i risultati di altre numerose esperienze relative a questo argomento, e ne trae la conclusione che ogni centro nervoso che funziona aggiunge alla sua emissione di riposo nuovi raggi *n*, in proporzione del suo grado di attività.

P. BACCEI.

Zeit. f. Elektrochemie. N.i 14-19, 1904.

GOLDSCHMIDT. ***La teoria della saponificazione*** (pp. 221-223).

LOEB. ***La preparazione elettrolitica degli ago-composti*** (pp. 237-238). — Comunicazione provvisoria intorno ad un lavoro che l'A. si riserva di proseguire.

LE BLANC. ***L' Istituto per la fisico-chimica ed elettrochimica della Scuola tecnica superiore di Karlsruhe*** (pp. 238-242). — Descrizione dettagliata dell' Istituto e del suo ordinamento.

GOECKE. ***Nota sopra la elettrolisi del tetraetilamonioioduro*** (p. 249).

Repertorium. Innovazioni negli accumulatori (pp. 249-255). —

FRIESSNER. ***Sopra la ossidazione dei solfiti e la produzione elettrochimica di ditionati*** (p. 265-289). — Nella elettrolisi dei solfiti di basi alcaline, in soluzioni neutrali o alcaline non si ha alcuna riduzione al catodo. All' anodo l' ossigeno anzichè svilupparsi ossida i solfiti a solfati; in alcune condizioni vi ha anche la formazione di ditionati. In soluzioni acide si possono pure avere ditionati ma all' anodo si hanno solo solfati.

PAWECK. ***Una nuova lampada a mercurio con accensione automatica*** (pp. 297-301). — Il tubo contenente il mercurio e por-

tante alle estremità due elettrodi è orizzontale anzichè verticale. Mediante una rapida rotazione orizzontale impressa ad esso il mercurio si divide in forza delle azioni centrifughe in due porzioni agenti da elettrodi.

LEY e HEIMBUCHER. *Sopra la concentrazione degli ioni Hg nell' elettrode a calomelano e sulla solubilità di quest' ultimo* (pp. 301-303). — Le misure sono ricavate con pile di concentrazione partendo dalla supposizione che in una soluzione $^1|_{10}$ normale di perclorato di mercurio la concentrazione degli ioni Hg_2 sia uguale a 0,035.

All' elettrode a calomelano normale e decinormale le concentrazioni degli Hg_2—ioni sono rispettivamente

$$3{,}5.10^{-18} \qquad 2{,}0.10^{-16}$$

ciò porta ad una solubilità del calomelano dato da $0{,}8 \times 10^{-6}$.

Van NAME e GRÄFENBERG. *Sopra la formazione di gas tonante con correnti alternate* (pp. 303-309). — Il prodotto non può superare la metà di quello con corrente continua. Quasi tutti gli elettrodi adoperati finiscono con l' essere corrosi.

STEINER. *Sopra la cosidetta elettrolisi a campana dei cloruri alcalini* (pp. 317-331). — Il lavoro verte sul noto impiego di un diaframma in forma di campana nella produzione della soda per via elettrolitica e offre un interesse tecnico notevole.

WEDEKIND. *Sopra la preparazione del cosidetto zirconio cristallizzato nei forni elettrici* (pp. 331-335).

GRASSI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

RICERCHE SPERIMENTALI SUGLI ARMONICI DELLE ONDE ELETTRICHE STAZIONARIE.

Nota del Prof. ENRICO CASTELLI.

1. Nelle precedenti ricerche sulle onde elettriche stazionarie emesse da un oscillatore a capacità variabile [1]) ebbi occasione di rilevare la maggiore sensibilità mostrata da un micrometro a scintille, usato come esploratore, di fronte a quella di un tubo di Geissler. Prevedendo che l' uso sistematico di un *esploratore micrometrico* avrebbe fornito dei risultati molto più precisi di quelli allora trovati, e di potere con esso viemeglio sceverare i punti nodalie ventrali appartenenti ad armonici diversi, ho ripetute le determinazioni fatte l' anno scorso, ed ho avuto immediatamente occasione di rilevare un fatto che mi ha indotto ad ulteriori indagini. Il fatto consiste in questo: coll' uso del micrometro situato al termine dei fili secondari, e coll' uso di ponti mobili lungo questi fili, ho osservato *otto* punti nodali situati rispettivamente alle distanze delle lamine secondarie di *m.* 1,14, 4,26, 5,15, 6,05, 9,22, 10,25, 10,80; ed avendo accertato la coesistenza del nodo 1,14 con 9,22 e del nodo 4,26 con 10,25 ho osservato, classificando questi nodi, che due vibrazioni (cioè quella costituente il II armonico e quella del III) erano caratterizzate entrambe da *due* nodi e che un' altra vibrazione (quella del IV armonico) presentava soltanto *tre* nodi. In altre parole, appariva che le *vibrazioni di un ordine superiore al II armonico presentano un nodo di meno di quelli che in teoria dovrebbero presentare.*

Questo fatto ha rievocato in me, il ricordo delle ricerche, fatte dal prof. Mazzotto [2]), il quale aveva già affermata l' esistenza di certe vibrazioni, da lui chiamate *vibrazioni secondarie*, caratterizzate dalla mancanza di un nodo — nodo latente — rispetto alle vibrazioni primarie, che sono le vibrazioni comunemente conosciute.

1) Nuovo Cimento, ser. 5., Luglio e Agosto 1903.
2) Atti della R. Accad. di Torino, Vol. 28 e 29, 1893.

Mi rammentai che seguendo il processo sperimentale del prof. Mazzotto si assiste precisamente alla scomparsa di questo nodo che prima si trova sui fili secondari e poi col diminuire della lunghezza d'onda, va gradatamente avvicinandosi alle lamine secondarie, sino ad occultarsi, passando dietro di esse, per poi emergere dalle lamine primarie e comparire sui fili primari quando la lunghezza d'onda sia sufficientemente diminuita.

Per tanto ho pensato che fosse opportuno adottare ordinatamente per queste ricerche il metodo sperimentale usato dal prof. Mazzotto, come quel metodo che poteva offrire più sicuri indizî per la classificazione di quel complesso di vibrazioni che vien prodotto dall' oscillatore Lecheriano.

2. Il dispositivo sperimentale usato in queste ricerche è quello già descritto nella citata memoria, salvochè per i fili primari e secondari ho usato del filo di rame del diam. di mm. 0,5 i primarî erano lunghi m. 1,14 e i secondari m. 12,98 la distanza tra i fili secondari m. 12,98; la distanza fra le lamine di cm. 4,5. L' esploratore usato era costruito di due segmenti di filo di rame A, B (fig. 1) disposti per diritto e saldati nelle loro estremità esterne a due laminette di ottone

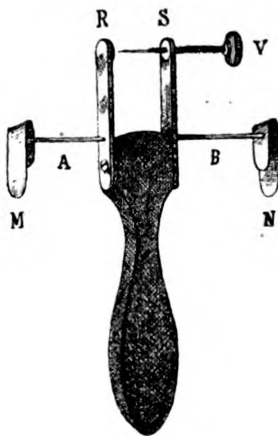


Fig. 1.

M N ripiegate così da abbracciare i fili secondari lungo i quali deve scorrere l' esploratore.

Le altre due estremità dei fili A e B sono saldate alle estremità di due grosse lamine di ottone R ed S, unite ad un manico di ebanite, la prima delle quali reca una lastrina di platino, mentre l' altra lamina di ottone S, è attraversata da una vite V di un passo di $^1|_3$ di mm., terminata in una punta di platino bene accuminata.

Nelle determinazioni fatte con questo esploratore i massimi valori delle distanze esplosive nel micrometro raggiunsero qualche volta sino ad 8 mm. ed erano accertabili con molta esattezza.

L' esploratore, posto in prossimità ad un punto ventrale serviva ad indicare quando la posizione dei ponti era tale da rendere la risonanza dei ponti più perfetta, essendo, in tal caso, massima l' intensità delle scintille. Il metodo del prof. Mazzotto [1]) consiste nel determinare come varî la lunghezza d' onda, col variare in modo continuo la distanza del primo ponte dalle lamine secondarie; nel costruire con tali dati la Iª linea nodale, esprimente la relazione fra queste due variabili, e nel dedurne, con semplicissima costruzione, le altre linee nodali e ventrali, che danno tutti gli armonici dell'apparecchio possibili con qualsiasi lunghezza dei fili secondari.

Seguendo questo metodo collocavo un ponte fisso alla fine dei fili secondari, e disponevo un ponte mobile ad una certa distanza da esso; e dopo avere situato l' esploratore micrometrico a circa metà di distanza tra i due ponti, gradatamente spostavo il ponte mobile, mediante una funicella continua, o verso l' oscillatore, oppure nel verso opposto, fino a trovare una posizione in cui l' esploratore dava una scintilla permanente di massima lunghezza. Allora la distanza fra i due ponti misurava una semionda. Spostando il ponte fisso di 40 cm. verso l' oscillatore dovevo poi spostare anche il ponte mobile nello stesso senso da 15 a 25 cm. per tornare ad avere fra i due ponti una semionda, accertabile come nel precedente esperimento.

Operando via via in tal guisa venivo a misurare una prima serie di semionde, di lunghezza decrescente fino al punto che essendo giunto il ponte mobile quasi addosso alle lamine

1) Cfr. le memorie sopra citate.

secondarie, non era possibile un ulteriore avanzamento dei due ponti.

L' ultima semilunghezza d' onda che potei in tal guisa misurare fu di m, 6,17 essendo il ponte fisso alla distanza, dalle lamine secondarie, di m. 6,18 ed il ponte mobile alla distanza da quello di 1 cm.

Colle vibrazioni di questa serie, cessa, secondo il prof. Mazzotto, la vibrazione primaria. Trasportai poscia ciascuno dei due ponti di una lunghezza eguale a tale semionda ed avendo subito accertato, mercè il funzionamento massimo dell' esploratore, che, anche nella loro nuova posizione, essi contenevano precisamente la medesima semionda, ripetei il suddetto procedimento di avanzata dei due ponti e pervenni così a misurare una IIª serie di semionde, l' ultima delle quali fu di m. 2,11. Le vibrazioni di questa seconda serie sarebbero le vibrazioni secondarie del prof. Mazzotto.

3. I risultamenti sperimentali ottenuti sono registrati nelle seguenti tabelle I e II. Il nodo più vicino alle lamine è, nella I tabella rappresentato con N_1 e nella II con N_2 quello più lontano e rispettivamente rappresentato con N_1 o con N_3.

TABELLA I. — *I. serie di vibrazioni.*

N_2	N_1	$\overline{N_1 N_2} = \frac{\lambda}{2}$
m. 12,98	m. 2,65	m. 10,33
» 12,58	» 2,50	» 10,00
» 12,18	» 2,48	» 9,68
» 11,78	» 2,37	» 9,39
» 11,38	» 2,25	» 9,13
» 10,98	» 2,06	» 8,92
» 10,58	» 1,92	» 8,56
» 10,18	» 1,82	» 8,36
» 9,78	» 1,60	» 8,18
» 9,38	» 1,51	» 7,87
» 8,98	» 1,32	» 7,66
» 8,58	» 1,16	» 7,42
» 8,18	» 0,90	» 7,28
» 7,78	» 0,62	» 7,16
» 7,38	» 0,60	» 6,78
» 6,98	» 0,40	» 6,58
» 6,58	» 0,20	» 6,38
» 6,18	» 0,01	» 6,17

Tabella II. — *II serie di vibrazioni.*

N_2	N_3	$\overline{N_2 N_3} = \frac{\lambda}{2}$
m. 12,34=2×6,17	m. 6,17	m. 6,17
» 11,94	» 5,80	» 6,14
» 11,54	» 5,58	» 5,96
» 11,14	» 5,26	» 5,88
» 10,74	» 5,04	» 5,70
» 10,34	» 4,70	» 5,64
» 9,94	» 4,37	» 5,76
» 9,54	» 4,04	» 5,50
» 9,14	» 3,69	» 5,45
» 8,74	» 3,46	» 5,28
» 8,34	» 3,09	» 5,25
» 7,94	» 2,78	» 5,16
» 7,54	» 2,50	» 5,04
» 7,14	» 2,15	» 4,99
» 6,74	» 1,92	» 4,82
» 6,34	» 1,68	» 4,66
» 5,94	» 1,33	» 4,61
» 5,54	» 1,17	» 4,37
» 5,14	» 1,00	» 4,14
» 4,74	» 0,81	» 3,93
» 4,34	» 0,62	» 3,72
» 3,94	» 0,50	» 3,44
» 3,54	» 0,47	» 3,07
» 3,14	» 0,39	» 2,75
» 2,74	» 0,29	» 2,45
» 2,34	» 0,23	» 2,11

Dai valori numerici contenuti nelle precedenti tabelle resulta il vantaggio offerto dall' uso dell' *esploratore micrometrico* che ha permesso di misurare delle semionde persino di m. 2,11 che in condizioni quasi identiche non avevo potuto osservare quando usavo come esploratore il tubo di Geissler.

4. Per interpretare i nodi di vibrazione trovati, è stato costruito il diagramma delle *linee nodali* (fig. 2) riferendo a due assi coordinati ortogonali, la posizione dei nodi sui fili secondarî (rappresentati sull' asse delle ascisse, e le semilunghezze d' onda misurate (sull' asse delle ordinate); riunendo i varî punti che rappresentano le posizioni del nodo N_1 si ha la li-

nea nodale N_1 e quindi riunendo fra loro quelle rappresentanti i nodi N_2 delle due serie, si ha una linea continua costituente

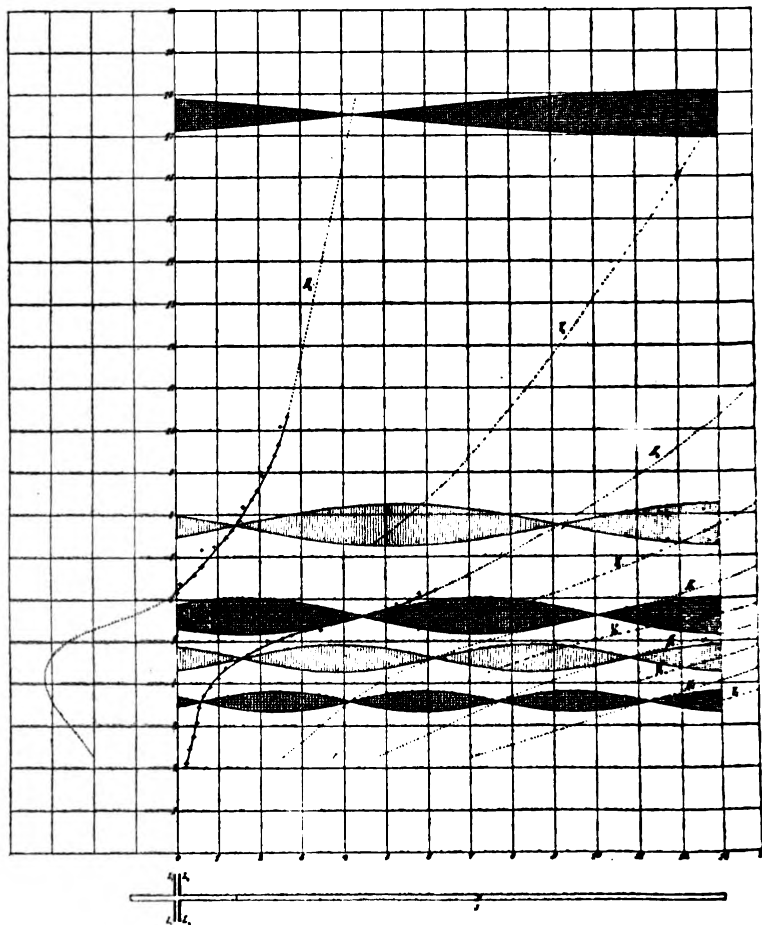


Fig. 2.

la II linea nodale N_2, e congiungendo i punti N_2, si può completare trasportando di $^1|_2$ onda i punti, la linea nodale N_2; infine riunendo i punti equidistanti da due linee nodali consecutive, si tracciano le linee ventrali V_1, V_2, V_3 ecc.

Fatta questa costruzione, per trovare i punti nodali di tutti gli armonici possibili, nel caso delle esperienze pel § 1

non v'è che da determinare i punti d'intersezioni delle *linee ventrali* colle rette parallele all'asse delle ordinate che parte dall'ascissa 12,98 (lunghezza dei fili secondari) e tirare, da questi punti, delle parallele all'asse delle ascisse, le quali intersecano le linee nodali e ventrali nei punti corrispondenti ai nodi e ai ventri degli armonici cercati. L'esame del diagramma così tracciato ha recato le seguenti conclusioni:

1° Le oscillazioni osservate appartengono ai primi quattro armonici dell'onda fondamentale emessa dall'oscillatore adoperato, i cui elementi caratteristici sono registrati nella seguente tabella.

TABELLA III.

Vibrazioni	Armonici	I nodo	II nodo	III nodo	$\frac{\lambda}{2}$
Primaria	I armonico	m. 5	—	—	m. 15,96
	II »	» 1,50	m. 9,10	—	» 7,60
Secondaria	III »	» 4,60	» 10,10	—	» 5,50
	IV »	» 1,80	» 6,30	m. 10,80	» 4,30

Questi valori sono approssimativamente concordi con quelli misurati col metodo dell'esploratore terminale e di un sol ponte mobile, cioè con quei valori che sono stati riferiti nel § 1.

Il I e il II armonico appartengono alla vibrazione primaria perchè precedono il punto in cui N_1 si occulta dietro le lamine dei condensatori; mentre il III e il IV appartengono alla vibrazione secondaria.

2° Gli armonici III e IV presentano nell'area compresa tra le direzioni positive degli assi coordinati un nodo di meno di quello che teoricamente dovrebbe avere. Questo nodo latente appare ognora come occultato al di là delle lamine secondarie, cioè nella regione compresa fra la direzione positiva delle ordinate e la direzione negativa delle ascisse.

3° La linea nodale, opportunamente prolungata trasportando i punti della 2ª di $^1|_2$ onda verso sinistra, forma al di là

dell' asse delle semilunghezze d' onda, una accuminata convessità; e la tangente nel vertice di essa è totalmente esterna alla curva e sensibilmente parallela a quell' asse.

Il *vertice di convessità* si trova precisamente in corrispondenza della distanza del I nodo uguale alla lunghezza dei fili primari, cioè a m. 1,14 come aveva precedentemente trovato il prof. Mazzotto [1]).

4° I valori numerici registrati nella tabella I e II mi hanno offerto l' occasione di fare una verifica della formula proposta dal prof. Salvioni [2]) allo scopo di formarmi un criterio circa la controversia sulla applicabilità o meno di quella formula a tutto il complesso di ondulazioni emesso dall' oscillatore Lecheriano.

Per fare più rapidamente tale verifica ho proceduto nel modo seguente: ho calcolato la capacità dei condensatori dell' oscillatore da me usato in queste ricerche mediante la nota formula di Kirchhoff:

$$(1) \qquad C = \frac{R^2}{4a} \left\{ 1 + \frac{a}{\pi R} \log_e \frac{16 \pi e (a+b) R}{a^2} + \frac{b}{\pi R} \log_e \frac{a+b}{b} \right\}$$

ed ho trovato:

$$(2) \qquad C = 18{,}05 \text{ (U. E. A)}.$$

Quindi ho calcolato lo stesso valore di G dalle formule:

$$(3) \qquad C_1 = \lambda \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi (z-x)}{\lambda}}{4 \pi \log_e \frac{b}{a} \cdot \operatorname{tg} \frac{2 \pi (z-x)}{\lambda} \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi (z+x)}{\lambda}}$$

$$(4) \qquad C_2 = \lambda \frac{\operatorname{tg} \frac{(z+x)}{\lambda}}{4 \pi \log_e \frac{b}{a} \cdot \operatorname{tg} \frac{\pi (z+x)}{\lambda} \cdot \operatorname{tg} \frac{2 \pi (z-x)}{\lambda}}$$

che si deducono con semplici trasformazioni trigonometriche, dalla formula di Salvioni, la (3) nel caso di punti appartenenti

1) Cfr. le sue note sopra citate.

2) Cfr. Rend. della R. Accad. dei Lincei, serie 5., vol. 1, pag. 206.

ad una linea nodale d' ordine dispari e la (4) per i punti d'una linea nodale d' ordine pari. In queste formule x è la lunghezza dei fili primari (cioè m. 1,14) z la distanza del primo nodo dalle lamine secondarie, λ la lunghezza di un' onda completa, a il raggio dei fili, primari e secondari, e b la loro distanza.

I resultamenti di questi calcoli, che mi sono limitato a fare per 18 punti appartenenti alla 2ª linea nodale, e perciò li ho eseguiti colla formula (4), sono raccolti nella seguente tabella:

TABELLA IV.

Serie di osservazioni	λ	z	C_2
I	cm. 2066	cm. 1298	cm. 21,29
	» 2000	» 1255	» 20,30
	» 1900	» 1190	» 19,33
	» 1800	» 1115	» 18,90
	» 1700	» 1035	» 19,27
	» 1600	» 960	» 18,78
	» 1500	» 872	» 19,65
	» 1400	» 777	» 21,55
	» 1300	» 680	» 23,90
II	cm. 1200	cm. 562	cm. 36,01
	» 1100	» 397	» 2901
	» 1000	» 230	» 11,32
	» 900	» 130	» 7,241
	» 800	» 82	» 5,737
	» 700	» 57	» 4,775
	» 600	» 42	» 3,807
	» 500	» 31	» 8,977
	» 400	» 21	» 81,86

Si vede da questi valori numerici, che mentre i punti della linea nodale considerata soddisfano alla formula (4) finchè z è inferiore al valore di cm. 680 corrispondente all' onda completa di 13 m., gli altri punti della medesima linea nodale non soddisfano a quella formula.

I valori che soddisfano provengono dalla prima serie d'osservazioni (*oscillazioni primarie*) quelle che non soddisfano provengono dalla seconda serie (*oscillazioni secondarie*).

Anche altri valori calcolati per C dalla formula C_1 per punti appartenenti alla I linea nodale e alla prima serie di vibrazioni (Tabella I) sono sensibilmente concordi con quelli dedotti dalle formule di Kirchhoff mentre sono affatto discordi da esso i valori calcolati in base alla II serie di vibrazioni (Tabella II).

Resta così confermata un' altra affermazione del prof. Mazzotto, che era stata contradetta dal Lamotte [1]), e cioè quella che alcune onde rivelate mediante il metodo sperimentale ch' Egli ha proposto, e precisamente quelle appartenenti alla *seconda* serie di ondulazioni, non sono prevedute dalle formule fornite dal calcolo per le oscillazioni prodotte dall' apparato di Lecher, mentre in tali formule sono contenute le oscillazioni della I serie.

Se il Lamotte trovò sempre confermate le formule ciò si deve al fatto ch' Egli le verificò solo nei casi d' esperienze con fili primarî molto corti rispetto ai secondari; casi nei quali la vibrazione secondaria non si manifesta.

Anche l' esistenza del *nodo latente* fra i condensatori fu negata dal Lamotte, come assurda; ma le prove che di esso si hanno fra le quali la nuova da me addotta, *della presenza di due armonici differenti con egual numero di nodi sensibili* mi pare non permettano di porla in dubbio.

Padova, R. Istituto Tecnico
Luglio 1904.

---

1) Annales de Chimie et Physique, ser. 7, t. 24, pag. 205, 1901.

SULLA VARIAZIONE DI RESISTENZA DEL BISMUTO IN UN DEBOLE CAMPO MAGNETICO,

di C. CARPINI.

Nel 1856 Lord Kelvin, studiando le proprietà termoelettriche dei metalli, trovò che la loro resistenza è influenzata dal loro stato magnetico. Tra i metalli, che più confermarono questa veduta, primeggia il bismuto. Il Tomlinson ed il Righi dimostrarono per primi che la resistenza del bismuto varia notevolmente con il variare dell' intensità del campo magnetico in cui esso si trova. Tale fenomeno, dal 1882 fino ad oggi, fu oggetto di larghi studi per opera di illustri sperimentatori come l' Hurion, il Leduc, l' Ettingshausen ed il Nernst, il Van Aubel, il Lenard [1]).

Di un filo di bismuto furono studiate le variazioni di resistenza tanto normalmente che parallelamente al campo, ed in due casi distinti; sia con corrente continua, sia con corrente alternata. Però le migliori ricerche in proposito si sono limitate a campi piuttosto intensi, che di rado scesero al di sotto di 2000 unità.

Solo pel bismuto lamellare il Goldhammer è arrivato fino a campi di 400 unità, ricercando come la resistenza dipenda anche dalla orientazione della lamina.

Mi è parso perciò interessante, sia per colmare una lacuna finora esistente, sia per vedere che cosa diventa la legge

1) *Letteratura.* Sir W. Thomson, Math. and Phys. Papers. 2, p. 307; H. Tomlinson, Proc. Roy. Soc. 33, p. 72, 1882; Righi, Accademia Lincei, 1884; Hurrion, C. R. 98, p. 1257, 1884; Leduc, C. R. 98, p. 673, 1884; v. Ettingshausen e Nernst, Wien. Ber. 94, 2 Abth., p. 560, 1886; v. Ettingshausen, Wien. Ber. 95, p. 714. 1887; Goldhammer, Wied. Ann. 31, p. 360, 1887; Idem, Wied. Ann. 36, p. 804, 1889; Lenard e Howard, Elektr. Z. 9, p. 341, 1888; Lenard, Wied. Ann. 39, p. 619, 1890; van Aubel, Jour. de Phys. (3), 2, p. 407, 1893; Bruger, Industries, 12 Maggio 1893; J. H. Henderson, Wied. Ann. 53, p. 912, 1894; A. J. Sadowsky, Phil. Mag. 39, p. 377, 1895; Dewar e Fleming, Phil. Mag. (5), 40, 1895; Vlad Novak, Časopis, 24, 274, 1895; Dewar e Fleming, Eclair. életr. 8, 41, 1896; idem, Proc. Roy. Soc. 60, 72, 1896; J. C. Beattie, Proc. Edimb., 20, p. 498, 1894-1896; Fleming, Electr, 37, p. 267, 1896; R. Wachsmuth e C. Bamberger, Phys. Z. S. 127, 1899; Eichhorn, Phys. Z. S. 1899; idem, Wied. Ann., 3, p. 20, 1900; G. C. Simpson, Phil. Mag. (6), 2, p. 300, 1900; J. Patterson, Phil. Soc. Cambridge, 1901; K. Bamberger, Diss. Rostock. p. 31, 1901; J. Patterson, Phil. Mag. (6), 4, 652, 1902.

di variazione della resistenza enunciata da taluni autori, di studiare tali variazioni in un filo di bismuto posto normalmente in un campo magnetico variante tra 0 e 2000 unità.

Il filo di cui mi sono servito era una spirale bifilare, cioè priva di autoinduzione, della fabbrica Hartmann e Braun di Francoforte, la cui superficie era di cm^2 3,46.

Resistenza della spirale a 0° e coefficiente di temperatura.

Per conoscere con molta esattezza la resistenza a 0° mi sono servito di un ponte di Wheatstone disposto in guisa da eliminare le resistenze di contatto degli estremi del filo con i morsetti e qualche leggero difetto di calibro. A questo scopo alle estremità del ponte intercalai due resistenze a piacere *a* e *b* (fig. 1) terminanti rispettivamente ai pozzetti di mercurio A B: e tra questi due ed un terzo C erano intercalate rispet-

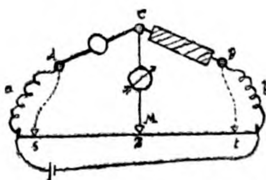


Fig. 1.

tivamente la spirale ed il reostato. Il tasto mobile del ponte M, comprendente un galvanometro Weber (tipo Despret-D'Arsonval), poteva facilmente scorrere lungo il filo, mentre l' altro estremo si poteva a piacere immergere in uno qualunque dei tre pozzetti di mercurio. Secondochè fosse immerso in A, in B od in C il galvanometro restava fermo per le posizioni *s*, *t*, *z* del tasto M: chiamando W la resistenza della spirale, *r* quella del reostato si ha:

(1) $$\frac{W}{r} = \frac{z - s}{t - z}.$$

Per determinare i punti *s*, *z*, *t* non adoperavo il metodo di spostare il tasto M finchè la corrente nel galvanometro fosse nulla, perchè il tasto non era munito d' un nonio: ho

scelto invece quattro punti, distanti tra loro d' un millimetro, comprendenti nell' interno uno dei predetti punti. Posto con cura il tasto M in ciascuno di essi leggevo la corrispondente deviazione al galvanometro, che come è noto segue una legge lineare: riportando poi queste deviazioni su carta millimetrata potevo determinare con molta esattezza la posizione di ciascuno dei suddetti punti.

Il filo del ponte di cui mi servii mi risultò sufficientemente calibrato: però allo scopo di eliminare qualche lieve difetto di calibro, e possibili ineguaglianze di temperatura, dopo aver eseguito una serie di misure come dianzi ho descritto, invertivo la spirale con il reostato, ripetendo poi nello stesso ordine le stesse operazioni; accennando con apici le corrispondenti letture avremo:

(2) $$\frac{W}{r} = \frac{t' - z'}{z' - s'} .$$

Dalla (1) e (2) otteniamo:

$$W = r \sqrt{\frac{(z - s)(t' - z')}{(t - z)(z' - s')}} .$$

La resistenza della spirale nel ghiaccio mi risultò così di Ohm 17,266.

Per determinare il coefficiente di temperatura racchiusi la spirale in una scatola di cartone, nella quale penetrava un termometro che poteva leggere fino al centesimo di grado, e determinai la resistenza a parecchie temperature ambienti: dalla media delle diverse determinazioni mi risultò il coefficiente

$$\alpha = 0,003539 .$$

Nelle determinazioni, di cui sarà parola in seguito, non misurai perciò più la resistenza della spirale quando il campo era nullo, potendola dedurre dalla formola

$$W = 17,266 (1 + 0,003539 \, t^0)$$

dalla conoscenza della sola temperatura.

Metodo per la misura di piccole resistenze.

Il metodo precedente non si sarebbe prestato bene alla misura di piccole variazioni di resistenza, nè avrebbe consentito una certa rapidità, necessaria sia per eliminare piccole variazioni di temperatura, sia anche perchè riusciva difficile tenere il campo magnetico costante per un tempo lungo. Mi occorreva dunque un metodo che permettesse la misura di piccole variazioni di resistenza dell' ordine del millesimo di Ohm, e che al tempo stesso fosse rapido. Ho creduto raggiungere lo scopo con la seguente disposizione.

In un ordinario ponte di Wheatstone, l' intensità i_g della corrente che passa pel ramo del galvanometro è data dalla formula:

$$i_g = \varepsilon \frac{W_2 W_3 - W_1 W_4}{(W_1+W_2+W_3+W_4)\left[\frac{(W_1+W_3)(W_2+W_4)}{W_1+W_2+W_3+W_4}+W_g\right]\left[\frac{(W_1+W_2)(W_3+W_4)}{W_1+W_2+W_3+W_4}+\right.}$$

ove ε è la f. e. m. della pila, W_1, W_2, W_3, W_4 le resistenze dei rami del ponte, W_g e W_p quelle delle due diagonali (galvanometro, pila). Quando il ponte è in equilibrio

$$W_2 W_3 = W_1 W_4 .$$

Supponiamo ora che la resistenza W_2 subisca l' incremento infinitesimo ΔW_2: trascurando grandezze infinitesime, la corrente che passa pel ramo del galvanometro è:

$$i_g = \varepsilon \frac{W_3 . \Delta W_2}{(W_1+W_2+W_3+W_4)\left[\frac{(W_1+W_3)(W_2+W_4)}{W_1+W_2+W_3+W_4}+W_g\right]\left[\frac{(W_1+W_2)(W_3+W_4)}{W_1+W_2+W_3+W_4}+\right.}$$

cioè l' intensità della corrente è proporzionale a ΔW_2: essendo poi la corrente proporzionale alla deviazione α del galvanometro, avremo, omettendo l' apice 2:

$$\Delta W = C \alpha .$$

Ho voluto vedere se e fin dove questa relazione è verificata sperimentalmente; ed occupandomi direttamente del mio

caso ho proceduto così: in un ramo del ponte intercalai un reostato di 18 Ohm, nell' altro ramo un altro reostato di 17,50 Ohm ed un filo di nichelina calibrato, sopra il quale poteva scorrere un tasto a pressione collegato con l' estremo del ponte come indica la fig. 2. La pila, la cui f. e. m. doveva esser

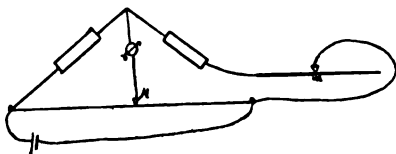


Fig. 2.

costante durante la serie delle esperienze, fu una Daniel, che lasciavo chiusa, prima delle esperienze, per una mezz'ora. Stabilito l' equilibrio nel ponte, in maniera che il tasto fosse all' incirca nel punto di mezzo del filo, in condizioni cioè di massima sensibilità, spostava ogni volta di mm. 5 il tasto *m* ed osservava la corrispondente deviazione; ho verificato che per un tratto di cm. 20 tanto a destra che a sinistra della posizione di equilibrio, le deviazioni corrispondenti seguono una legge lineare. E poichè cm. 20 del filo di nichelina presentavano una resistenza di Ohm 0,3 così il metodo esposto potei adoperarlo con sicurezza fino a questo limite.

Disposizione degli apparecchi e metodo delle misure.

La disposizione adottata per la misura delle variazioni di resistenza della spirale di bismuto fu perciò la seguente (fig. 3): nel ramo del ponte in cui era inserita la spirale, intercalai, mediante pozzetti di mercurio, una piccola spiralina *a* di nichelina, la cui resistenza, paragonata ad un decimo di Ohm campione col metodo dianzi descritto, mi risultò di Ohm 0,04503. Essa poteva essere intercalata od esclusa a volontà, togliendo od immergendo un grosso filo di rame nei due pozzetti di mercurio. Nell' altro ramo del ponte, oltre un reostato, intercalai alcune spiraline *b* pure di nichelina di diversa resistenza, che come la prima, potevano a volontà escludersi od inserirsi nel circuito.

Il tasto M ed il pozzetto C comunicavano con la coppia 1,2 di un commutatore: mentre alla coppia 3,4 giungevano i fili del galvanometro Weber, la cui sensibilità era di $\frac{0,66}{10^9}$; si poteva così a volontà inserire quest' ultimo o con la coppia (1,2) o con l'altra (5,6) per lo scopo che dirò in seguito. Nel ramo principale

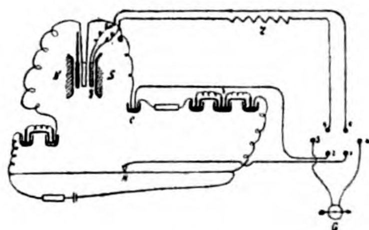


Fig. 3.

della pila intercalai un reostato per regolare, a seconda dei casi, la corrente, che attraverso la spirale di bismuto non superò mai ampère 0,015; tantochè gli effetti di temperatura da essa prodotti, nel breve tempo necessario alla misura, erano del tutto trascurabili.

Stabilito l' equilibrio del ponte, spostando il tasto M, procedevo alla sua graduazione, cioè intercalavo la spiralina *a* togliendo il grosso filo di rame che la poneva in corto circuito: ottenevo così al galvanometro una deviazione α, che nella lunga serie di misure eseguite si aggirò intorno a mm. 110; dimochè potevo con questa sensibilità apprezzare variazioni di resistenza dell' ordine di Ohm 0,0004. Tale graduazione veniva ripetuta alla fine d' ogni serie di esperienze, e delle due si prendeva la media determinando così la costante C del galvanometro, tale che fosse:

$$\Delta W = C \alpha .$$

Rimesso poi a posto il filo di rame escludente la spiralina *a* dal circuito, faceva agire il campo magnetico sulla spirale di bismuto, e leggevo la corrispondente deviazione del galvanometro: tale lettura veniva ripetuta un certo numero di volte, specie se le diverse deviazioni presentavano uno scar-

tamento superiore ai due millimetri: la media di esse sostituita nella precedente formula mi forniva ΔW.

La spirale era protetta con ovatta da variazioni di temperatura, e così pure tutti i punti del ponte in cui erano a contatto metalli diversi. Un termometro, in cui potevo leggere il centesimo di grado, era posto vicino alla spirale e mi segnava la sua temperatura, e quindi mi permetteva conoscere la resistenza con campo nullo. L'Henderson ha mostrato che il rapporto $\frac{\Delta W}{W}$ è anche una funzione della temperatura; le diverse serie di esperienze da me eseguite furono fatte a temperature oscillanti tra 19° e 22°: dall'esame delle curve dell'Henderson risulta trascurabile l'errore che si commette omettendo l'influenza della temperatura entro quei limiti.

Il metodo descritto mi servì fino ad una variazione ΔW di Ohm 0,3; non avrei con sicurezza potuto applicarlo più oltre, pur tuttavia dalla tabella che segue si può dedurre che ho dovuto misurare variazioni di circa un Ohm. Per poter applicare lo stesso principio anche in questo caso ho proceduto così: nell'istante in cui si creava il campo magnetico, inseriva nel secondo ramo del ponte una o due delle spiraline *b*, compensando così una parte di ΔW; se α è la deviazione al galvanometro, ρ la resistenza inserita, sarà:

$$\Delta W = \rho + C\alpha .$$

Perchè ciò fosse rigorosamente vero bisognava soddisfare a due condizioni:

1° Che la spiralina aggiunta *pesasse* ugualmente nei due rami del ponte, e ciò avviene nel solo caso in cui il punto M è il punto medio del filo. Per poter raggiungere questa condizione modificai il primo ramo del ponte, inserendo in esso due fili di nichelina paralleli, entro i quali scorreva un ponte costituito da due serbatoi pieni di mercurio, comunicanti fra loro.

Posto con cura il tasto M nel punto medio del filo spostava i due serbatoi finchè il galvanometro fosse a zero, ottenendo così nei due rami del ponte due resistenze eguali. Potevano portare un certo errore le resistenze di contatto agli estremi

del filo e l' imperfezione con cui il tasto M divideva per metà il filo stesso. Per avere un' idea della loro influenza eseguiva due misure intercalando la spiralina a una volta nel ramo di destra, un' altra volta nel ramo di sinistra: riporto qui le deviazioni galvanometriche di una prova:

Destra	Sinistra
mm. 118,4	mm. 118,6

Quindi l' accordo è sufficiente per le misure che dovevo eseguire.

2º Che la sensibilità, o la costante C, non fosse alterata dall' aggiunta, in ciascuno dei rami, di una resistenza pari a quella della spiralina compensatrice. Per rendermi conto di questa causa di errore ho misurato la sensibilità intercalando tanto da una parte che dall' altra eguali resistenze, ed ho ottenuto le seguenti deviazioni al galvanometro quando intercalava la spiralina a:

ρ	α	β
Ohm 0,0	109,30	1,0000
0,1	108,67	1,0055
0,2	108,03	1,0121
0,4	107,07	1,0207
0,6	106,23	1,0293
1,0	103,10	1,0601

L' ultima colonna dà il fattore β per cui dovrebbe moltiplicarsi α per porsi al coperto di detta variazione. Siccome le deviazioni α non superarono mai mm. 200, così il massimo errore che si commette trascurando questa correzione sarebbe dato da:

$$\frac{0,04503}{109,3}(\beta - 1)\,200$$

ossia per:

ρ	Errore
0,1	0,0004531
0,2	0,0009970
0,4	0,0017057
0,6	0,0024143
1,0	0,0049521

Non credetti più trascurabile questo errore per un aumento di resistenza di Ohm 0,4. Perciò invece di misurare la sensibilità a ponte scarico, intercalava, mediante pozzetti di mercurio, resistenze normali eguali all' incirca alla variazione ΔW da misurarsi, e determinava la costante C con il nuovo carico. Escludendo poi le resistenze normali ponendole in corto circuito, procedeva alle misure come sopra ho descritto.

Campo magnetico e sua misura.

Dopo infruttuosi tentativi fatti con un magnete permanente, posto a diverse distanze dalla spirale, ricorsi ad una elettrocalamita Ruhmkorff, coi poli della superficie di cm^2 9,61 ed alla distanza di cm. 3,5. Il campo magnetico generato dalla corrente era sufficientemente costante come riconobbi da misure preliminari. Per ottenere sempre il medesimo campo commutava più volte, prima di eseguire le misure, la corrente magnetizzante, che mantenevo costante mediante una apposita resistenza variabile con lo scorrere di un corsoio. Chiudevo poscia il circuito del galvanometro, e lanciavo di nuovo, e sempre nello stesso senso, la corrente magnetizzante. Le misure dell' intensità del campo magnetico venivano fatte prima e dopo delle misure di ΔW.

Alla misura del campo mi servì una piccola bobina g (fig. 3) a filo sottile, di superficie esterna eguale a cm^2 3,50 e dello spessore di mm. 5; l' area abbracciata dalle sue spire la determinai paragonando la deviazione galvanometrica ottenuta, per un medesimo campo, con quella data da un' altra bobina più spessa, a filo più grosso, e della quale potei così determinare con precisione l' area.

La bobina g attraverso ad una resistenza z, variabile a seconda dei casi, poteva inserirsi nel circuito del galvanometro stabilendo il contatto del paio 3,4 con 5,6 del commutatore.

Indicando con F l' area abbracciata dalle spire della bobina, con R la sua resistenza più quella del galvanometro in cui è inserita, con H il campo magnetico, ed α la deviazione che si ottiene estraendola rapidamente dal campo si ha:

$$H = A \cdot \frac{R}{F} \cdot \alpha \qquad (1)$$

Per determinare la costante A feci uso di due grosse bobine eguali, situate coassialmente ad una distanza per la quale era noto il coefficiente di induzione mutua P; una di esse era inserita col galvanometro, e la resistenza totale del circuito era R'; lanciando nell'altra la corrente i (in misura assoluta) si aveva una deviazione α' al galvanometro, in maniera che fosse:

$$P\,i = A\,R'\alpha' . \tag{2}$$

Quindi sostituendo nella formula (1) il valore di A tratto dalla (2) si ottiene:

$$H = \frac{P\,i\,R}{F\,R'\alpha'}\alpha$$

poichè io scelsi $R = R'$ così:

$$H = \frac{P\,i}{F\,\alpha'}\alpha = K\,\alpha .$$

La costante K la determinava in principio ed infine di ogni serie di ricerche, e delle due prendevo la media.

Così operando bisognava tener conto di due correzioni importanti: il campo magnetico, al cessar della corrente non si annullava, per il magnetismo residuo del ferro; quindi, per le operazioni preliminari compiute, misurava l'aumento di resistenza della spirale quando il campo variava da questo valore residuo al valore corrispondente all'intensità della corrente. Il valore del campo misurato coll'estrarre rapidamente la bobina era superiore, alla variazione effettivamente subìta dal campo di una quantità eguale al magnetismo residuo. Perciò dovetti dopo ogni misura del campo, determinare l'intensità residua, e correggere così il valore del campo stesso.

Inoltre bisognava tener presente che la resistenza iniziale del bismuto era la somma della resistenza, a quella temperatura, in un campo nullo, più l'aumento dovuto al campo residuo. Ora per un campo di circa 2000 unità, l'intensità del magnetismo residuo mi risultò di 36 unità: dalla tabella che segue si può dedurre che alla temperatura di 20° ad un campo di 36 unità corrisponde un aumento di resistenza della spirale

Ohm 0,00074, mentre ad un campo di 2000 un aumento di)58: perciò la variaz. relativa di resistenza $\frac{\Delta W}{W}$ non è $\frac{0,958}{18,475}$ ı bensì $\frac{0,958}{18,475 + 0,00074}$.

La correzione, come si vede, è in questo caso ed in ogni ıro trascurabile.

Risultati.

Con i risultati delle osservazioni ho potuto costruire la rva di mezzo della fig. 4, che da il modo di variare del

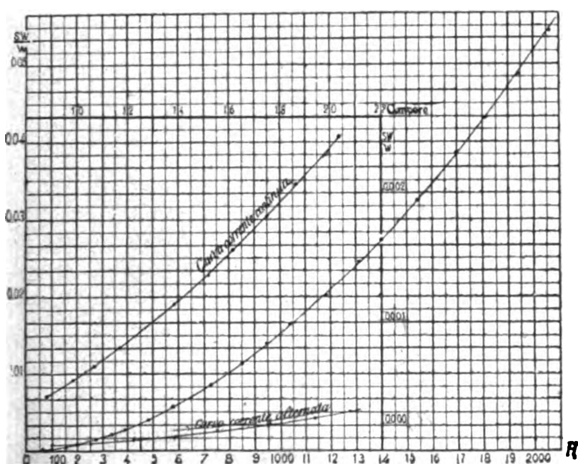


Fig. 4.

pporto $\frac{\Delta W}{W}$ con l'intensità H del campo; dà essa estraggo seguente tabella:

H	$\frac{\Delta W}{W} \cdot 10^5$	$S \cdot 10^6$	H calcolato	Differenze per %
50	4,32	1,728	49,5	+ 1,0
100	17,87	1,787	101	— 1,2
200	66,05	1,650	195	+ 2,6
300	162,42	1,805	307	— 2,3
400	287,01	1,795	410	— 2,5
500	436,90	1,745	509	— 1,8
600	606,4	1,683	603	— 0,6
700	795,9	1,623	697	+ 0,4
800	1022,1	1,597	796	+ 0,5
900	1261,5	1,559	892	+ 0,9
1000	1539,4	1,539	991	+ 0,9
1100	1792,2	1,481	1084	+ 1,5
1200	2084,3	1,447	1181	+ 1,6
1300	2398,7	1,418	1281	+ 1,5
1400	2712,2	1,381	1378	+ 1,6
1500	3075,1	1,368	1483	+ 1,3
1600	3454,4	1,349	1591	+ 0,6
1700	3844,2	1,332	1699	0,0
1800	4272,1	1,318	1815	— 0,8
1900	4721,3	1,308	1933	— 1,2
2000	5187,4	1,296	2053	— 2,6

Il Goldhammer per il bismuto lamellare trovò che la variazione di resistenza per piccoli campi magnetici, era proporzionale al quadrato del campo stesso, cioè la curva costruita con le osservazioni risultava una parabola. Nella terza colonna della precedente tabella ho riportato i valori della costante ammettendo cotal legge; l' andamento decrescente dimostra che la curva non può essere una parabola. Risulta invece costituita da un ramo d' iperbole riferito ad assi ortogonali passanti pel vertice; calcolando con il metodo dei minimi quadrati i valori delle due costanti, trovo che l' equazione dell' iperbole è:

$$H^2 = \frac{\Delta W}{W}\left(\frac{\Delta W}{W}\,46318{,}0 + 5727{,}3\right)10^4.$$

Nella quarta colonna della tabella sono riportati i valori di H calcolati ponendo nella precedente formula i valori della seconda; nell' ultima ho scritto le differenze percentuali tra i

valori della prima e terza colonna: l'accordo è soddisfacente, dimodochè si può affermare che *la legge di variazione della resistenza del bismuto con il campo magnetico è iperbolica.*

Questo risultato conferma le ricerche del Lenard e dell'Henderson, i quali, come ho osservato in principio, si limitarono al ramo di curva compreso fra 2000 e 30000 unità e ne osservarono l'andamento asintotico; e spiega anche perchè il Goldhammer, con campi deboli, abbia ritenuto soddisfacente la legge parabolica.

Influenza della orientazione della spirale di bismuto nella determinazione d'un campo magnetico.

Il Lenard ha posto in chiaro che la variazione di resistenza di un filo di bismuto è diversa secondochè il filo è normale o parallelo alle linee di forza del campo magnetizzante: precisamente più piccola in questo secondo caso. Poichè le spirali di bismuto si utilizzano alla misura dei campi magnetici, mi è sembrato interessante di studiare quale è l'errore che si commette nel misurare un campo, se la spirale non è normale ad esso: od in altre parole vedere come varia la resistenza con l'angolo formato dal piano della spirale con le linee di forza.

Allo scopo di avere un campo il più possibilmente uniforme e più ampio ho creduto opportuno sostituire all'elettrocalamita Rumhkorff due grandi elettromagneti, le cui faccie polari di forma rettangolare avevano una superficie di cm^2 425, ed erano alla distanza di cm. 4. Per conoscere come e dove il campo fosse più uniforme divisi l'area in 12 parti eguali e misurai la corrispondente intensità, ed ebbi cura di porre la spirale in una regione ove la variazione nelle parti vicine mi risultava minore dell' 1 $^0/_0$. La spirale, munita superiormente d'un cerchio graduato per la misura degli angoli, veniva posta normalmente al campo, osservando la massima deviazione del galvanometro.

Le variazioni di resistenza venivano misurate, a partire da questa posizione, per angoli decrescenti di 11° 15'. Fra le molte curve ottenute, ne riporto due per campi di intensità diversa (fig. 5): nella tabella seguente ho scritto in prima colonna gli angoli, nella seconda e quinta sono riportate le

deviazioni galvanometriche corrette; nella terza e nella se[sta] sono i valori calcolati assumendo la legge di variazione sinu-

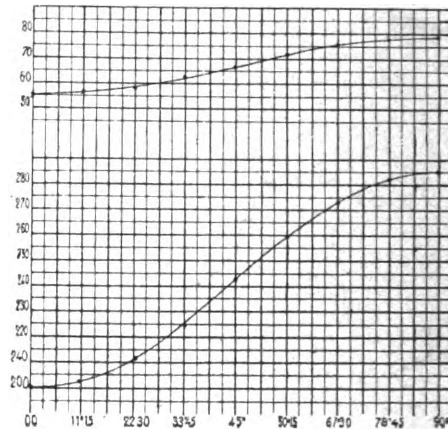


Fig. 5.

soidale e prendendo come ampiezza della sinusoide la semidif-ferenza dei valori estremi: nella quarta e settima colonn[a] sono le differenze tra i valori osservati ed i calcolati.

α	I. Sinusoide Intensità campo 582			II. Sinusoide 800		
	Osservato	Calcolato	Differenze	Osservato	Calcolato	Differenze
0°	199,5	—	—	55,2	—	—
11°15′	202,4	202,7	— 0,3	56,2	55,1	+ 1,1
22°30′	211,0	212,0	— 1,0	58,5	58,6	— 0,1
33°45′	224,4	225,9	— 1,5	62,4	62,5	— 0,1
45°	243,0	242,4	+ 0,6	66,6	66,9	— 0,3
56°15′	259,0	258,7	+ 0,3	71,2	71,4	— 0,2
67°30′	273,1	272,7	+ 0,4	75,3	75,3	0,0
78°45′	282,4	281,9	+ 0,5	77,7	77,8	— 0,1
90°	285,2	—	—	78,7	78,7	—

L'accordo tra il valore osservato ed il calcolato è abbastanz[a] soddisfacente; perciò la resistenza della spirale può essere espressa dalla formula:

$$W = W_0 + A\,(1 - \cos 2\,\alpha)$$

essendo W_0 la resistenza per un angolo di 0°, ed A l'ampiezza della sinusoide.

Isteresi.

Per alcuni metalli magnetici, come il ferro, il nikel, è stato osservato che il valore della resistenza non segue le vicende del campo magnetizzante, ma presenta un fenomeno di isteresi. J. B. Henderson studiò se anche il bismuto presenta questo fenomeno: i suoi risultati non hanno punto risolto la quistione, perchè rimasero nei limiti degli errori possibili: solo afferma che, se esiste, deve essere estremamente piccola.

Il mio metodo si prestava, per la sua sensibilità, a riprendere la questione. A tale scopo adoperai dapprima l' elettrocalamita Rumhkorff: allontanai dai suoi poli la spirale e poscia commutai più volte una forte corrente nell' elettrocalamita, allo scopo di avere sempre uno stato magnetico determinato. Interrotta la corrente, rimisi a posto la spirale e di nuovo lanciai la corrente nell' elettromagnete per un breve tempo. Il galvanometro, interrotta quest' ultima, non mi accusò la benchè minima variazione della primitiva resistenza.

Un risultato egualmente negativo ottenni generando il campo con una grande bobina senza ferro.

Per pormi anche in migliori condizioni ripetei i tentativi, avendo prima sottoposto la spirale ad un processo di smagnetizzazione, come si usa pel ferro, con correnti alternate sempre più deboli. Anche in tal caso ottenni risultati negativi; dimodochè debbo concludere che per la variazione di resistenza del bismuto col campo magnetico non è sensibile affatto l' isteresi.

Resistenza del bismuto in un campo alternante.

Invece d' una vera isteresi, sembra esistere nel bismuto una « isteresi vischiosa » cioè che le variazioni di resistenza non seguono immediatamente le vicende del campo, ma ciò avviene con un ritardo. Infatti l' Eichhorn studiando la resistenza d' una spirale di bismuto mobile in un campo non uni-

forme di circa 7000 unità, ha trovato che la resistenza della spirale in moto è, in un determinato punto del campo, più piccola di quella che si ha quando la spirale vi è ferma, se il moto avviene da un debole verso un forte campo, più grande invece nel caso contrario.

Mi è parso perciò interessante di vedere che cosa succede della resistenza quando la spirale si trova in un campo rapidamente alternante. A questo scopo mi sono servito d' una grossa bobina, senza nucleo di ferro; la spirale era posta nel suo punto medio con il piano parallelo all' asse. Un elettrodinamometro Siemens-Halske mi ha permesso di misurare l' intensità efficace della corrente alternata di periodi 50; essa variò da 10 a 20 ampère circa. I risultati sono rappresentati dalla curva inferiore della fig. 4 ove le ascisse sono le intensità efficaci, e le ordinate il valore di $\frac{\Delta W}{W}$.

Sostituendo alla corrente alternata, una corrente continua ho ottenuto la curva superiore, che è un ramo d' iperbole con l' equazione :

$$I^2 = \frac{\Delta W}{W}\left(\frac{\Delta W}{W} 24783 + 168028\right)$$

mentre alla curva inferiore non si addice nè l' equazione d'una iperbole nè quella d' una parabola: perciò il fenomeno si presenta di natura complessa e probabilmente dipenderà tanto dall'ampiezza che dal periodo della corrente alternata. Si può però asserire che la resistenza media in un campo rapidamente alternante è molto minore della corrispondente resistenza che si ha per un campo costante generato da una corrente eguale all' intensità efficace della corrente alternante.

Mi è grato infine di esprimere i miei più sentiti ringraziamenti al Prof. H. F. Weber del Politecnico di Zurigo per il materiale ed i consigli datimi nell' esecuzione del presente lavoro.

SOPRA UN PROBLEMA DI ELETTROSTATICA, CHE INTERESSA LA COSTRUZIONE DEI CAVI.

Nota di T. LEVI-CIVITA [1]).

Il Sig. Ing. E. Jona della Ditta Pirelli e C. mi ha favorito alcuni suoi appunti estremamente interessanti sulla rigidità dielettrica dei cavi per trasporto di energia ad alta tensione, sollecitandomi a sottoporre al calcolo una questione concreta, il cui studio sperimentale sembra presentare gravi difficoltà e non dà (o almeno non ha dato finora) indicazioni abbastanza sicure da poter servire utilmente di norma costruttiva.

Ho potuto rispondere al desiderato espressomi dall' Ingegnere Jona, e mi propongo di esporre in modo particolareggiato la ricerca, che ho all' uopo istituita, in una Memoria di prossima pubblicazione. Frattanto mi permetto di comunicare alla Accademia i termini precisi della questione e il risultato, cui sono pervenuto.

Un cavo consta essenzialmente:

di un conduttore centrale (formato da un filo unico a sezione circolare, o più spesso da una corda di tali fili), per cui passa la corrente;

di un rivestimento isolante;

di una guaina conduttrice (a sezione circolare) da riguardarsi in comunicazione col suolo.

Quando il conduttore centrale è percorso da corrente, si genera in tutto lo spazio ambiente un campo elettromagnetico. Se anche la corrente è alternativa, entro i limiti delle frequenze industriali, si può con tutta tranquillità parlare di potenziale e ritenere valide per una generica sezione del cavo le leggi elettrostatiche [2]).

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem., 1904.

2) La ricerca in esteso mi porgerà pure occasione di presentare alcune semplici osservazioni su questo punto, e più generalmente, sul collegamento fra la elettrodinamica teorica e certi principii correnti di elettrotecnica.

La sezione del rivestimento isolante si presenta (cfr. la figura) come una corona σ, limitata esternamente da un cerchio C (sezione della guaina cilindrica conduttrice) ed internamente da un contorno T (circolare nel caso di un filo unico) frastagliato, a archi di cerchio tangenti, nel caso generale di una corda.

Il potenziale (logaritmico) W è zero in C ed ha in tutti i punti di T uno stesso valore (variabile col tempo) ϑ, che può raggiungere massimi (positivi e negativi) molto elevati. Nel frapposto coibente σ c'è una caduta del potenziale W da ϑ a zero.

Questa caduta di potenziale pone a cimento la rigidità dielettrica di σ, tanto che, se ϑ oltrepassa un certo limite, avviene una scarica disruttiva e il dielettrico rimane perforato, ciò, che naturalmente è necessario evitare.

In modo preciso si può ritenere che la misura del cimento specifico, cui sottostà il dielettrico σ in un suo punto generico P sia data dal gradiente del potenziale W, che è poi il valore del $\Delta_1 W$ in quel punto [1]).

Per gli scopi costruttivi interessa conoscere il massimo cimento specifico, che viene raggiunto in qualche punto del dielettrico σ. È chiaro che questo elemento è, al pari di W, proporzionale a ϑ, mentre l'altro fattore G dipende soltanto dalla natura geometrica del campo σ.

Basta dunque occuparsi della (costante di configurazione) G, massimo cimento specifico (si può dire) per unità di differenza di potenziale.

Converremo di assumere la definizione di G sotto la forma seguente:

1) Sia infatti W_P il valore del potenziale nel punto considerato P; $W = W_P$ la linea equipotenziale passante per P, $W = W_P + dW_P$ la linea equipotenziale infinitamente vicina, dn la lunghezza della perpendicolare, abbassata da P sulla detta linea infinitamente vicina. Il gradiente (differenza elementare di potenziale divisa per l'elemento di distanza) è la naturale misura del cimento specifico. Esso viene quindi espresso da $\frac{dW}{dn}$, che coincide, come è ben noto, col $\Delta_1 W$ $\left(\text{in coord. cartesiane } \left|\sqrt{\left(\frac{dW}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dW}{dy}\right)^2}\right|\right)$.

G *è il valore massimo del* Δ_1 *della funzione* V, *armonica e regolare entro* σ, *che prende il valore zero su* T *e uno su* C.

Nel caso semplice di un filo unico, σ è una corona circolare e si ha immediatamente

$$V = \frac{\log \frac{\rho}{r}}{\log \frac{R}{r}},$$

designandosi con R, r i raggi esterno ed interno della corona e con ρ il raggio vettore del punto generico P.

Ne viene

$$\Delta_1 V = \frac{dV}{d\rho} = \frac{1}{\rho \log \frac{R}{\rho}}.$$

Il valore massimo di $\Delta_1 V$ ha luogo, come si vede, nei punti del conduttore interno ($\rho = r$). La G di una corona circolare, che rappresenteremo con G_1, è dunque definita da

$$G_1 = \frac{1}{r \log \frac{R}{r}}.$$

Dato R, per rendere minimo G_1, bisogna prendere

$$r = \frac{R}{e} = \frac{R}{2{,}72},$$

ed il valore minimo di G_1 è

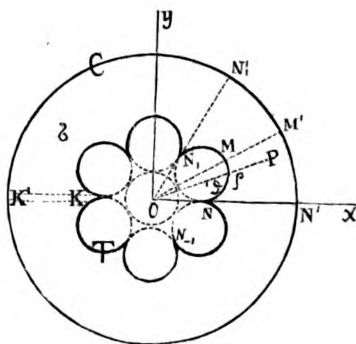
$$g_1 = \frac{1}{r}.$$

In questa condizione $\left(r = \frac{R}{e}\right)$ — nota l' Ing. Jona — si ha la massima sicurezza contro la perforazione, e ad essa giova avvicinarsi compatibilmente colle esigenze della pratica [1]). Ma

1) Date le eterogeneità inevitabili del dielettrico, non si può fare a meno — mi ha detto l'Ing. Jona — di dargli uno spessore più grande di quello, che corrisponde alla massima sicurezza teorica.

nella pratica il conduttore interno non è generalmente circolare; è quasi sempre formato con una corda a 7, 19, 37, ... fili circolari.

Si tratta di stabilire che cosa diventa in questi casi la espressione di G. Noi converremo di individuare il profilo del conduttore interno T per mezzo del raggio nodale $r = \mathrm{ON}$ e del numero m ($m = 6$ in figura) degli archi di cerchio tangenti, che lo costituiscono: m è dunque non il numero totale dei fili della corda, ma di quelli soltanto, che appartengono all' ultima stratificazione; 6, 12, 18, ... nei citati esempi di corde a 7, 19, 37, ... fili.



Prima di indicare il risultato quantitativo della ricerca analitica, notiamo che il semplice buon senso (sorretto, se si vuole, da nozioni fondamentali di teoria del potenziale) permette di prevedere l' andamento del gradiente entro un generico campo σ.

Anzi tutto i valori estremi del gradiente debbono cadere sul contorno del campo (su C, o su T): questo perchè $\log \Delta_1 V$ è, al pari di V, una funzione armonica. Nel caso della corona circolare cadono, come si è visto, su T. Si capisce senz' altro che lo stesso deve avvenire in generale.

D' altra parte nei nodi (che sono cuspidi colla convessità rivolta verso il campo σ, in cui V è regolare) $\frac{dV}{dn}$, cioè $\Delta_1 V$

si annulla [1]). Il valore massimo G sarà perciò da cercarsi nei ventri (punti medi degli archi di cerchio costituenti T): cosa ben naturale, quando si pensi che i ventri sono i punti più vicini a C, a partire dai quali quindi la variazione del potenziale è più rapida.

Ecco ciò che dà lo studio matematico della questione:

1° la determinazione di V si riconduce (adattando opportunamente un classico procedimento di Schwarz) alla integrazione di una ordinaria equazione differenziale del secondo ordine a coefficienti doppiamente periodici; da essa facilmente si desume l' accennato comportamento del gradiente;

2° la integrazione della detta equazione (che si può effettuare per approssimazioni successive usufruendo di certo parametro q) porge per V e $\Delta_1 V$ degli sviluppi uniformemente convergenti in tutto σ, donde senz' altro la cercata espressione di G (valore del $\Delta_1 V$ in un ventre di T);

3° l' errore, che si commette, arrestando questi sviluppi al loro primo termine, è, *nella peggiore ipotesi*, dell' ordine di $16\left(\frac{r}{R}\right)^m$ (rispetto all' unità), affatto trascurabile dunque, se, come avviene sempre nei cavi, $\frac{r}{R}$ è inferiore ad $\frac{1}{2}$ e si suppone $m \geq 12$.

(Del resto, anche per $m = 6$, si ha una esattezza sufficiente, poichè in pratica $\frac{r}{R}$ è parecchio più piccolo di $\frac{1}{2}$).

Ritenute queste condizioni di fatto, si ha con ogni desiderabile approssimazione

$$(1) \qquad G = G_1 \frac{e^{-\mu}}{1 - \mu r G_1} F^2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 + \frac{1}{m}, \frac{1}{2}\right),$$

dove

F è simbolo della serie ipergeometrica di Gauss;

$$\mu = \frac{4}{m} \log 2 + 4 \sum_{1}^{\infty}{}_{\nu} \frac{s_{2\nu+1}}{2\nu + 1} \frac{2^{2\nu}-1}{m^{2\nu+1}},$$

1) Cfr. per es. Riemann-Weber. Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, B. I, pag. 342-343.

$s_3 = 1,2020$, $s_5 = 1,0369$, ... designando le somme delle inverse delle potenze terze, quinte, ecc. dei numeri interi;

e $G_1 = \dfrac{1}{r \log \dfrac{R}{r}}$ è, si può dire, il G, che competerebbe ad un cavo unifilare avente per raggio interno il raggio nodale r della corda.

Alla (1) si può anche attribuire un aspetto, che è meno semplice, ma che si presta più direttamente ai raffronti che interessano i costruttori, mettendovi in evidenza, in luogo del raggio nodale r, il raggio r' di un conduttore circolare di egual sezione. Si riconosce senza difficoltà che tale sezione (area interna a T, cioè m volte il triangolo mistilineo ONN_1) vale

$$m \left\{ r^2 \, tg \, \frac{\pi}{m} + \pi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{m} \right) r^2 \, tg^2 \, \frac{\pi}{m} \right\} .$$

Ne risulta

$$r' = r \, e^{\varepsilon},$$

avendo posto, per brevità di scrittura

$$e^{2\varepsilon} = m \left\{ \frac{1}{\pi} \, tg \, \frac{\pi}{m} + \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{m} \right) tg^2 \, \frac{\pi}{m} \right\} .$$

Designamo con

$$G' = \frac{1}{r' \log \dfrac{R}{r'}}$$

il massimo cimento (unitario), che compete al cavo unifilare, che ha il conduttore interno di egual sezione, ed eliminiamo dalla (1) il raggio nodale r, sostituendovi $r' e^{-\varepsilon}$. Si ottiene

$$(1^{bis}) \qquad G = G' e^{\varepsilon - \mu} \frac{\log \dfrac{R}{r'}}{\log \dfrac{R}{r'} - \mu + \varepsilon} F^2 \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 + \frac{1}{m}, \frac{1}{2} \right) .$$

che ha forse più valore pratico della equivalente (1).

Riprendendo la (1) stessa, notiamo che, dato m, F^2 e μ hanno valori numerici determinati. Supponendo assegnato anche R, si può — come l' Ing. Jona per il cavo a filo unico — cercare in qual modo bisogna prendere r affinchè G, e per esso il fattore $\frac{G_1}{1-\mu r G_1}$, risulti minimo. Ricordando che la espressione di G_1 è $\frac{1}{r \log \frac{R}{r}}$, si trova immediatamente come condizione di minimo

$$\log \frac{R}{r} = 1 + \mu$$

ossia $r\, G_1 = \frac{1}{1+\mu}$, con che il predetto fattore $\frac{G_1}{1-\mu r G_1}$ si riduce a $\frac{1}{r}$.

Dalla espressione sopra riportata di μ apparisce che, almeno per $m \geq 12$, la somma della serie è assolutamente insignificante, talchè si può identificare μ con $\frac{4}{m}\log 2$. Se ne ha questo risultato pratico:

Per un cavo a m fili (con che, non lo si dimentichi, voglio dire che sono m i fili dell' ultima stratificazione, cioè quelli in contatto col dielettrico) *il rapporto di massima sicurezza fra il raggio nodale* r *e quello* R *del conduttore esterno è*

$$\frac{r}{R} = \frac{1}{e 2^{\frac{4}{m}}}.$$

Si noti che questo rapporto è sempre minore di $\frac{1}{e}$ e quindi perfettamente entro il campo di validità delle approssimazioni, in base alle quali è stata scritta la condizione di minimo cimento.

Al crescere indefinito di m si ritrova il rapporto dell' Ingegnere Jona $\frac{r}{R} = \frac{1}{e}$, come è naturale perchè gli innume-

revoli piccolissimi archetti, che costituiscono il contorno T, quando m tende all'∞, sono come denti infinitesimi di una circonferenza di raggio r e non possono perciò avere che influenza locale.

Occupiamoci in particolare dei cavi di massima sicurezza, per cui, come si è detto, $\frac{G_1}{1-\mu r G_1}=\frac{1}{r}$. Il corrispondente valore di G, che chiameremo g, è

$$g=\frac{1}{r}e^{-\mu}F^2\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2},1+\frac{1}{m},\frac{1}{2}\right),$$

mentre, per un cavo unifilare avente per raggio del conduttore interno il raggio nodale r, ed egualmente di massima sicurezza, si ha

$$g_1=\frac{1}{r}.$$

Il rapporto $\frac{g}{g_1}$, maggiore dell'unità (da $m=12$ in poi) misura, si può dire l'aumento di pericolo, che presenta un cavo multifilare di massima sicurezza di fronte all'analogo unifilare. In altri termini:

Se un cavo unifilare di massima sicurezza può resistere ad una data tensione elettrica, per un cavo multifilare, pure di massima sicurezza e di raggio nodale r eguale a quello dell'unico filo, la più alta tensione compatibile resta ridotta nel rapporto

$$\frac{g_1}{g}=\frac{e^{\mu}}{F^2\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2},1+\frac{1}{m},\frac{1}{2}\right)}.$$

Questo rapporto, decresce con m e tende per $m=\infty$ verso il valore limite

$$\frac{1}{F^2\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}\right)}.$$

Ora

$$F\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2},1,\frac{1}{2}\right)=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\int_0^1\frac{dx}{\sqrt{1-x^4}}=1,18,$$

ıindi

$$\frac{g_1}{g_\infty} = \frac{1}{(1,18)^2} = 0,72 .$$

Per $m = 12$, si ha

$$F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1 + \frac{1}{12}, \frac{1}{2}\right) = 1,16.$$

$$e^\mu = \sqrt[3]{2} ,$$

ı cui

$$\frac{g_1}{g_{12}} = 0,93 .$$

Agendo per così dire in favore della stabilità, si può, r qualunque m, ritenere come coefficiente di riduzione valore costante 0,72.

Ma è bene avere presente che la riduzione è tanto meno ısibile quanto minore è il numero dei fili.

PRINCIPI DI TERMODINAMICA GRAFICA,

dell' Ing. GIUSEPPE BELLUZZO.

I.

§ 1. *Premesse.* — Il primo principio fondamentale della termodinamica stabilisce l' equivalenza del lavoro meccanico e del calore. L' area $a\,b\,c\,d$ (fig. 1) rappresenti, in qualche scala, il lavoro, espresso in chilogrammetri, compiuto da un corpo qualsiasi; il numero delle calorie corrispondenti sarà dato dall' ordinata massima $c\,e$ della linea $d\,e$ integratrice dell'area stessa e costruita prendendo per base la lunghezza $1\,d$ che rappresenta l' equivalente meccanico della caloria:

$$1 - d = 424 - 427 \text{ kgm.} = \frac{1}{A}\,.$$

Un' ordinata qualsiasi $m\,n$ della linea integratrice $d\,e$ rappresenterà le calorie equivalenti al lavoro dato dall'area $d\,a\,f\,m$ che precede.

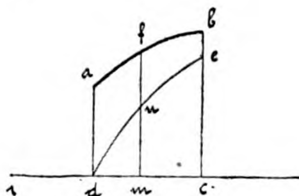
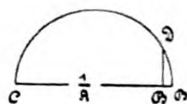


Fig. 1.


Fig. 2.

Può interessare di aver graficamente il valore di A ed allora si prende (fig. 2)

$$B\,C = 1\,d = \frac{1}{A}$$

si innalza B D perpendicolare a B C ed eguale in lunghezza, e nella scala di C B, all' unità, e si fa passare per i punti C e D una semicirconferenza con centro su C D: è

$$B\,B_1 = A\,.$$

Se con la lunghezza:

$$CB = v$$

si rappresenta (fig. 3) il volume specifico di un corpo: con B D, perpendicolare a C B, l' unità e si procede geometricamente come per la figura 2, la lunghezza B E rappresenta il peso specifico γ del corpo.

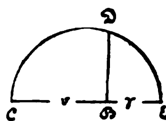


Fig. 8.

Indicheremo con una lunghezza p la pressione specifica, con una t la temperatura in gradi normali di un corpo e con una lunghezza:

$$T = t + 273$$

la temperatura assoluta.

Diremo che è noto il comportamento termico di un corpo qualsiasi quando si conoscono esattamente l' andamento e le proprietà della superficie:

$$f(p, v, T) = 0$$

che noi riferiremo, per semplicità, a tre assi ortogonali [1]).

---

1) La superficie $f(p, v, T) = 0$ che deve comprendere tutti gli stati fisici del corpo al quale si riferisce, ha un' estensione rispetto la quale, la piccola zona che ci è nota per alcuni corpi, ed anche per essi approssimativamente, è quasi una grandezza di secondo ordine. Il suo andamento può aversi evidentemente da quello delle sue linee di livello tracciate sperimentalmente. Se queste sono linee continue, senza punti singolari, altrettanto avverrà della superficie e, in generale di qualsiasi trasformazione che avvenga con somministrazione o sottrazione uniforme di calore.

Invece è notorio che l' andamento della linea $T = \varphi(Q)$, che dà la variazione della temperatura in funzione del calore fornito o tolto, per le linee di livello rispetto al piano $T v$ e per valori di p inferiori a quello che diremo *pressione critica superiore*, dimostra essere la funzione φ discontinua in vari intervalli: le soluzioni di continuità rappresentano il passaggio del corpo dallo stato solido a quello liquido, da questo a quello di vapore.

Su queste linee di livello si possono segnare: il punto in cui incomincia la liquefazione del solido, quello in cui questa è compiuta, il punto in cui incomincia la vaporizzazione, quello in cui essa è finita. Si ottengono così sulla nostra superficie quattro linee lungo dei punti che segnano l' invio ed il termine del cambiamento di stato e che diremo rispettivamente linea I, II, III e IV. Può esistere una pressione ed una temperatura alle quali il volume del solido è eguale a quello del liquido generato e cioè le linee I e II ponno incontrarsi in un punto che diremo *critico inferiore* e le sue coordinate rispettivamente: temperatura critica inferiore, ecc. Ci sarà del pari una pressione ed una temperatura alle quali, appena il solido è trasformato in liquido, incomincia la vaporiz-

Un punto qualsiasi di tale superficie, caratterizza una determinata condizione del corpo; ad un mutamento delle con-

---

zazione, esse sono le coordinate del punto di incontro delle II e III che diremo *punto critico medio* e le sue coordinate: coordinate critiche medie. Così indicheremo il punto di incontro della III con la IV, dette rispettivamente curve limiti inferiore e superiore, *punto critico superiore*. Le linee I II III IV possono quindi considerarsi porzioni di una stessa linea che diremo fondamentale: i punti critici sono i suoi punti singolari, probabilmente dei massimi e dei minimi relativi. Tale linea divide la nostra superficie in due zone: le linee che si possono descrivere nella porzione che diremo superiore rappresentano i cambiamenti di stato che avvengono in modo continuo, per i quali la linea $T = \phi(Q)$ è continua.

La linea di livello rispetto al piano $p\,v$ che passa per il punto critico superiore divide la zona della superficie i cui punti rappresentano lo stato di gas dalla zona che rappresenta stati ad esso inferiori. Se tale linea passasse anche per il punto critico inferiore, essa, assieme alla fondamentale, limiterebbe le zone che rispettivamente rappresentano lo stato solido, liquido e di vapore da quella che rappresenta lo stato di gas al quale potrebbe dunque arrivarsi direttamente dallo stato solido o dallo stato liquido. Il corpo solido che si trova nella condizione rappresentata dal punto critico inferiore deve allora possedere una energia interna grandissima e maggiore di quella che esso può possedere nel punto critico superiore.

Per i corpi che diminuiscono di volume passando dallo stato solido a quello liquido i punti critici superiore ed inferiore non possono trovarsi su una stessa linea di livello rispetto al piano $p\,v$. La superficie ad essi relativa presenta in vicinanza della linea II un andamento singolare: si hanno due linee distinte di livello rispetto al piano $p\,T$ nella zona compresa fra le linee I e II. Per tali corpi il passaggio dallo stato solido a quello di gas non è possibile che attraverso lo stato liquido almeno per valori di p superiori allo zero che noi ammettiamo.

Sulla nostra superficie si possono tracciare infinite altre linee che hanno importanza fisica: notevole ad esempio quelle luugo dei punti nei quali il corpo comincia ad emettere speciali radiazioni; per la zona che corrisponde allo stato solido la: *linea limite elastica superiore*, che divide, superiormente al piano $p\,v$, la superficie nella quale le deformazioni dei corpi solidi sono elastiche, da quella dove il limite di elasticità è superato; la *linea superiore di rottura* che divide la zona delle deformazioni permanenti dalla zona di rottura.

Ma la nostra superficie assume importanza anche considerata da un altro punto di vista: se tutti i corpi derivano, con trasformazioni che noi ignoriamo, da un'unica materia, dobbiamo ammettere anche che le superfici $f(p, v, T) = 0$ relative ai vari corpi, o siano tutte derivate dall'unica superficie che rappresenta le proprietà della materia unica, oppure che tutte si riuniscano in una superficie unica in una zona, lontana dalla nostra origine degli assi di riferimento e quindi dai nostri mezzi attuali di indagine. Questa superficie, avvicinandosi all'origine degli assi si divide dando origine a nuove superfici, ognuna di queste a delle altre e così via fino ad ottenerne tante quanti sono i corpi che si possono avere; i vari gruppi di superfici derivate apparterranno a corpi con proprietà analoghe ed avremo una successione periodica delle superfici relative ai vari corpi. Le superfici relative agli infiniti corpi che la natura ci presenta si devono tagliare, toccare in linee, queste incontrare in punti che segnano la condizione di instabilità di un dato composto.

Le condizioni naturali nostre permettono trasformazioni, sopra la zona di tutte le superfici relative ai vari corpi, che è limitata fra due piani paralleli al $v\,T$ che segnano i limiti estremi dei valori di p oggi possibili, e due piani paralleli al $p\,v$ che segnano

dizioni del corpo corrisponde un movimento del punto rappresentativo di queste sulla superficie stessa.

Alla traiettoria descritta da quel punto sono connesse intimamente due porzioni della superficie $f(p, v, T) = 0$ le cui proiezioni sul piano pv rappresentano rispettivamente il lavoro esterno speso o compiuto se il valore della pressione è in ogni istante identico a quello della contropressione, e la variazione di energia interna del corpo che varia le sue condizioni. Queste aree possono avere lo stesso segno o segno opposto e ponno assumere qualsiasi valore positivo o negativo.

Se, mentre il punto rappresentativo delle condizioni di un corpo si muove sulla superficie $f(p, v, T) = 0$ non esiste equilibrio fra la pressione interna e la contropressione, la massa dell' unità di peso acquista una velocità :

$$w = BC \text{ (fig. 4).}$$

e quindi una forza viva :

$$BD = \frac{w^2}{2g}$$

se :

$$BE = 2g$$

Fig. 4.

ed il segmento g rappresenta nella scala di w l' accelerazione di gravità.

Indicheremo con Δ E la superficie piana limitata che nel piano pv rappresenta la variazione dell' energia totale interna posseduta da un corpo in una determinata condizione.

§ 2. *Trasformazioni.* — Diremo che un corpo compie una trasformazione quando il punto rappresentativo delle sue condizioni si muove sulla superficie $f(p, v, T) = 0$. Diremo la

i limiti estremi di temperatura. Nel parallelepipedo compreso fra questi piani stanno infinite zone delle superfici relative agli infiniti corpi, zone che occupano posizioni diverse rispetto la linea fondamentale. La sezione del parallelepipedo è poi limitatissima se si considerano le variazioni di p e di T che avvengono sulle superficie del nostro pianeta. Per i corpi che sono allo stato naturale di gas tale parallelepipedo trovasi sopra l' isoterma critica; per l' acqua esso comprende un tratto della linea I, per il radio, se la nostra ipotesi non è azzardata, esso comprende invece il tratto di isoterma critica a sinistra del punto critico inferiore e si spiegherebbero allora e la grande energia che esso possiede, e la sua trasformazione diretta in gas.

trasformazione positiva se è tale l'area che rappresenta il lavoro esterno compiuto, negativa nel caso opposto.

Diremo che il corpo in parola compie una trasformazione a *volume costante* quando il punto che rappresenta le sue condizioni si muove su una linea di livello rispetto al piano p T ed in modo analogo definiremo le trasformazioni a *pressione* ed a *temperatura costante*.

Diremo pure che il corpo compie una *trasformazione naturale* o *normale* rispetto ad uno qualsiasi dei tre piani di riferimento quando il punto rappresentativo delle sue condizioni si muove sulle linee di massima pendenza della superficie $f(p, v, T) = 0$ rispetto al piano considerato.

Se nel movimento del punto che rappresenta le condizioni del corpo l'area che rappresenta il lavoro esterno è sempre eguale in valore assoluto ed opposta in segno a quella che rappresenta la variazione di energia interna diremo che il corpo compie una *trasformazione adiabata*.

Se invece nel movimento di quel punto è:

$$\text{area } \Delta E = 0$$

diremo che il corpo compie una *trasformazione isodinama*.

§ 3. *Aree* L *e* Δ E. — Quando il punto rappresentativo delle condizioni di un corpo si muove sulla superficie $f(p,v,T)=0$ descrivendo linee diverse dalle isodiname l'area Δ E ha un valore positivo o negativo che si può avere assieme a quello dell'area che rappresenta il lavoro esterno. Se si indica questo con L ed è $a\,b$ (fig. 5) la proiezione sul piano $p\,v$ di una linea percorsa è notoriamente:

$$L = \text{area } a\,b\,V_b\,V_a.$$

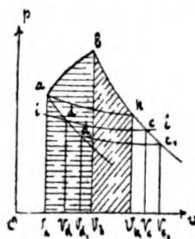


Fig. 5.

Dai punti a e b si conducano due linee corrispondenti alla proiezione nel piano pv di due trasformazioni adiabate e si taglino queste due linee con la ii, proiezione sullo stesso piano, del percorso corrispondente ad una trasformazione isodinama. È evidentemente:

$$\Delta E = \text{area } V_b\, b\, c\, V_c - \text{area } V_a\, a\, d\, V_d\,.$$

Il lavoro corrispondente al calore somministrato nella trasformazione $a\,b$ ossia:

$$L + \Delta E$$

sarà dato quindi dall' area:

$$V_d\, d\, a\, b\, c\, V_c\,.$$

Se $d_1\, c_1$ è la proiezione sul piano pv di una nuova isodinama avremo ancora:

$$L + \Delta E = \text{area } a\, d_1\, V_{d_1}\, V_{c_1}\, c_1\, b$$

Se l'isodinama passa per a è:

$$\Delta E = \text{area } b\, k\, V_k\, V_b$$

e quindi:

$$L + \Delta E = \text{area } V_a\, a\, b\, k\, V_k\,.$$

Il lavoro corrispondente al calore somministrato da a in e sarà dato dall' area $a\,e\,f\,V_f\,V_a$ se $e\,f$ è un' adiabata, e sarà:

$$\Delta E_e = V_e\, e\, f\, V_f\,.$$

L'ordinata massima della linea integratrice l'area $a\,e\,f\,V_f\,V_a$ costruita con base $\frac{1}{A}$ dà le calorie somministrate da a in e.

§ 4. *Calore specifico.* — È possibile costruire una linea le cui ordinate sono i valori della temperatura assoluta assunti dal corpo nella trasformazione $a\,b$ e le ascisse i valori dell'ordinata massima della corrispondente linea integratrice, le aree analoghe alla $V_b\, b\, k\, V_k$ costruita con base $\frac{1}{A}$.

Sia $T_a B$ (fig. 6) la linea:

$$T = \phi(Q)$$

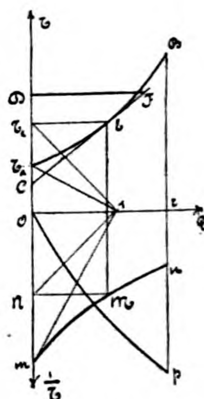


Fig. 6.

Q calorie somministrate o tolte, relative alla trasformazione *ab*.

In un punto qualsiasi E di essa si conduca la tangente E C; si porti:

$$CD = \text{unità}$$

e si innalzi in D la perpendicolare all' asse OT ad incontrare la tangente E C. Dicesi *calore specifico attuale* del corpo nel punto E la lunghezza:

$$DF = \operatorname{tg} E\widehat{C}D .$$

In una trasformazione adiabata l'area che dà la variazione di energia interna è eguale a quella che dà il lavoro esterno; la linea:

$$T = \phi(Q)$$

si confonde con l' asse OT ed il valore del calore specifico è nullo. In una trasformazione isoterma tale linea è una retta parallela all' asse O Q ed il valore del calore specifico è quindi infinito.

§ 5. *Area* Δe. — Sia $T_a B$ (fig. 6) la linea:

$$T = \phi(Q)$$

relativa alla trasformazione *a b*; si prenda la lunghezza O 1 eguale all' unità, indi si unisca ad esempio il punto T_e con 1 e si tiri 1 N perpendicolare alla 1 T_e e si porti $NM = T_e E$; si ripeta tale costruzione per tutti i punti della $T_a B$ e si otterrà una linea *m n*:

$$\frac{1}{T} = \phi_3(Q) .$$

L' area racchiusa fra tale curva e l' asse O Q venne da Clausius chiamata *entropia totale* somministrata al corpo durante la trasformazione *a b*. Noi indicheremo tale area semplicemente con Δe. L' ordinata massima della linea integratrice

tale area costruita su O Q con base A venne da Zeuner chiamata *peso termico* totale somministrato o tolto nella trasformazione.

Dunque al movimento del punto rappresentativo delle conlizioni di un corpo sulla superficie $f(p, v, \mathrm{T}) = 0$ è anche ınivocamente unita un' area piana, che si ricava dalle due già edute, ed il cui segno e valore dipendono appunto dal segno valore di queste.

Diremo le tre aree:

$$\mathrm{L}\,; \qquad \Delta\,\mathrm{E}\,; \qquad \Delta\, e$$

e *aree caratteristiche* di una trasformazione.

In una trasformazione isoterma l' area $\Delta\, e$ è rettangola; n una trasformazione adiabata è:

$$\text{area } \mathrm{L} = - \text{ area } \Delta\,\mathrm{E}$$

quindi

$$\text{area } \Delta\, e = 0\,.$$

Ne consegue che qualsiasi trasformazione compresa fra ue adiabate fondamentali è caratterizzata dalla condizione:

$$\Delta\, e = \text{costante.}$$

Ossia tutte le superfici analoghe alla O $m\,n\,r$ (fig. 6) e reıtive a qualsiasi linea che unisca punti delle due adiabate $a\,d$ $b\,c$ (fig. 5) sono equivalenti fra loro ed hanno l' area eguale quella della superficie rettangolare che dà il valore di $\Delta\, e$ elativo ad una qualsiasi isoterma compresa fra le stesse adiaate.

Se O $m\,n\,r$ (fig. 7) è tale area rettangolare, tutte le linee

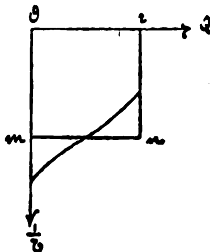


Fig. 7.

simmetriche rispetto al punto di mezzo di mn rappresentano le:

$$\frac{1}{T} = \varphi_3 (Q)$$

di trasformazioni che avvengono, con la stessa spesa o sottrazione di calore, fra due adiabate qualsiasi purchè il valore di Δe relativo al passaggio dall'una all'altra di esse isotermicamente sia rappresentato dall'area $O\,m\,n\,r$.

In una trasformazione a volume costante è $L = 0$; in una isodinama è $\Delta E = 0$ [1]).

§ 6. *Diagrammi.* — È ovvio che assumendo come variabili due qualunque delle grandezze:

$$p,\ v,\ T,\ \Delta e,\ \Delta E,\ L$$

si possono ottenere relativamente ad una trasformazione tanti diagrammi quante sono le combinazioni a due a due di esse. Fra essi ha speciale importanza quello $T, \Delta e$ costruito prendendo su due assi ortogonali come ordinate i valori di T e come ascisse i corrispondenti valori delle ordinate della linea integratrice l'area $O\,m\,n\,r$ (fig. 6) costruita con base unitaria.

La linea $\frac{1}{T} = \varphi_3 (Q)$ permette evidentemente un passaggio rapido dal diagramma $p\,v$ a quello $T, \Delta e$, se: infatti le ordinate della linea $O\,p$ (fig. 6) integratrice, con base unitaria l'area $O\,m\,n\,r$ nel diagramma $\left(\frac{1}{T}, Q\right)$ sono le ascisse della linea $1-2$ nel diagramma $(T, \Delta e)$; le ordinate della linea $O_1\,?$ (fig. 8) integratrice, con la stessa base l'area $O\,e_1\,2\,1$ del diagramma $(T, \Delta e)$, sono le ascisse della linea $m\,n$ nel diagramma $\left(\frac{1}{T}, Q\right)$.

1) Tutte le trasformazioni possono essere rappresentate con punti se si prendono come coordinate su tre assi le aree caratteristiche, e si assume come positiva la direzione di essi che corrisponde ai valori positivi delle aree stesse. È ovvio p. es. che la famiglia delle trasformazioni adiabate è rappresentata da una retta del piano $L\,.\,\Delta E$ bisettrice dell'angolo formato dai due assi L e $-\Delta E$ e quindi anche di $-L, \Delta E$. La famiglia delle trasformazioni isodiname è rappresentata da linee poste nel piano $L\,.\,\Delta e$; quella delle trasformazioni a volume costante da linee poste nel piano $\Delta e\ \Delta E$.

§ 7. *Riversibilità.* — Se nel movimento del punto rappresentativo delle condizioni di un corpo sulla superficie $f(p, v, T) = 0$

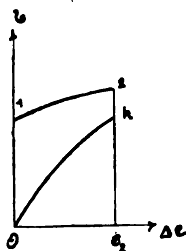


Fig. 8.

il valore della contropressione esterna non è in ogni istante eguale a quello della pressione interna ma tale eguaglianza si verifica solo nei punti estremi della linea percorsa, si deve distinguere l' area che rappresenta sul piano $p\,v$ la proiezione della porzione di superficie $f(p, v, T) = 0$ che dà il lavoro esterno che il fluido può dare, dall' area che dà il lavoro effettivamente compiuto e che sarà sempre minore della precedente se questa è positiva, maggiore se questa è negativa.

Sia $a\,b$ (fig. 5) la linea che dà la variazione o della pressione o della contropressione esterna con v. Da a si conduca la linea $a\,k$ proiezione di una isodinama e da b la $b\,k$ proiezione di una adiabata. L' area $b\,k\,V_k\,V_b$ rappresenta la variazione di energia interna della trasformazione $a\,b$ qualunque sia l' andamento di questa fra i punti a e b.

Diremo che la trasformazione $a\,b$ positiva o negativa è riversibile quando l' ordinata massima della linea integratrice l'area $V_a\,a\,b\,k\,V_k$, costruita con base $\frac{1}{A}$, è eguale in valore alle calorie spese o generate nella trasformazione.

§ 8. *Cicli.* — La linea descritta dal punto rappresentativo delle condizioni del corpo sulla superficie $f(p, v, T) = 0$ costituisce un ciclo aperto o chiuso dipendentemente dalla forma della linea descritta. Un ciclo chiuso è caratterizzato dalla condizione :

$$\Delta E = 0$$

il valore di ΔE esteso si intende a tutto il ciclo.

Un ciclo chiuso si proietta sul piano *p v* in una linea chiusa e la linea integratrice relativa all' area da essa racchiusa, costruita con base $\frac{1}{A}$ dà, nell' ordinata massima, il valore delle calorie trasformate in lavoro o, viceversa, del lavoro trasformato in calore nel ciclo.

Sia 1234 (fig. 9) la proiezione sul piano *p v* di un ciclo chiuso; conduciamo le due adiabate estreme *a a*, ed a_1 a_1 e siano 1 e 3 i punti di tangenza. Se 1 — 5 è una isodinama, la massima ordinata della linea integratrice l' area V_1 1235 V_5 costruita con base $\frac{1}{A}$ darà le calorie fornite nella fase 123. Così l' ordinata massima della linea integratrice l' area V_1 1435 V_5 costruita con la stessa base darà le calorie tolte al corpo nella fase 341. Se O M (fig. 10) è la prima ordinata ed M N la se-

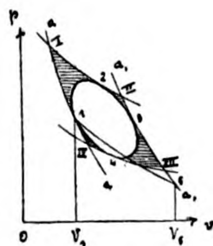


Fig. 9.

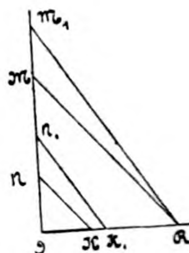


Fig. 10.

conda, se O R = 1, il segmento O K ottenuto unendo M con R e tirando da N la parallela alla M R dicesi *rendimento termico del ciclo*.

Se si tirano le due isoterme tangenti estreme al ciclo e I II III e IV sono i punti proiezione sul piano *p v* dell' incrocio delle due isoterme con le due adiabate, O M_1 le calorie spese nella fase 1 I 2 II 3 ed M_1 N_1 quelle tolte nella fase 3 III 4 IV, il rendimento del ciclo è:

$$O K_1 > O K$$

e maggiore del rendimento di qualsiasi ciclo compreso fra quelle isoterme e quelle adiabate.

I valori delle aree caratteristiche delle varie trasforma-ioni che compongono questo ciclo detto di Carnot sono i se-;uenti:

Isoterma	I II	$+ L_1$;	$- \Delta E_1$;	Δe_1
Adiabata	II III	$+ L_2$;	$- L_2$;	0
Isoterma	III IV	$- L_3$;	$+ \Delta E_3$;	$- \Delta e_1$
Adiabata	IV I	$- L_4$;	$+ L_4$;	0 [1]).

§ 9. *Area* Δe *nei cicli.* — Sia 1234 un ciclo riversibile ualsiasi (fig. 9); la linea $T = \phi(Q)$ relativa alla fase 123 ha 'andamento $T_1 B$ (fig. 11). Sia mn la linea $\frac{1}{T} = \phi_3(Q)$ rela-.ve alla stessa fase. L'area $Omnr$ rappresenta la quantità .e relativa alla trasformazione 123.

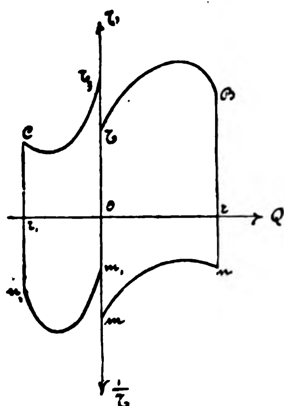


Fig. 11.

Nella trasformazione 341 la variazione della temperatura :viene secondo la linea $T_3 C$ posta a sinistra dell'asse OT l ha un valore minimo dell'ordinata in corrispondenza al

1) Nel diagramma le cui coordinate sono date dalle aree caratteristiche il ciclo di arnot è qnindi rappresentato da quattro punti: due posti sulla bisettrice dell'angolo e — Δ E (adiabate); e due posti rispettivamente in piani simmetrici al piano L—ΔE. e coordinate di quei quattro punti devono soddisfare alle condizioni:

$$L_1 + L_2 - L_3 - L_4 = \text{area I II III IV}$$
$$- \Delta E_1 - L_2 + \Delta E_3 + L_4 = 0.$$

punto 4 della figura 10. Il valore di Δe relativo alla trasformazione 341 è dato dall' area $O\, m_1\, n_1\, r_1$ ed è:

$$\text{area } O\, m\, n\, r = - \text{area } O\, m_1\, n_1\, r_1 .$$

Ne consegue che il valore Δe esteso a tutto il ciclo, se questo è riversibile, è nullo.

Sia ora $a\,b\,c\,d$ (fig. 12) un ciclo non riversibile nella fase $a\,1\,b$ e sia $a\,1'\,b$ la linea della contropressione esterna. Dai punti a e b si conducano due adiabate $a\,e$ e $b\,f$ e si taglino con l' isodinama $e\,f$; si costruiscano le linee $\frac{1}{T} = \Phi_3\,(Q)$ relative alle aree $V_e\, e\, a\, 1\, b\, f\, V_f$ e $V_e\, e\, a\, 1'\, b\, f\, V_f$ e siano esse (figura

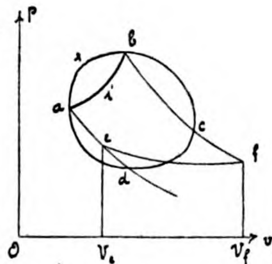


Fig. 12.

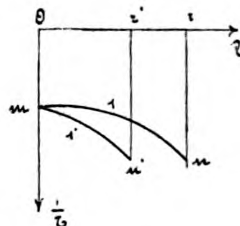


Fig. 13.

13) rispettivamente $m\,1\,n$ ed $m\,1'\,n'$. L' area $O\,m\,1\,n\,r$ è il valore $-\Delta e$ relativo alla fase $b\,c\,d\,a$ del ciclo, e poichè:

$$\text{Area } O\, m\, 1'\, n'\, r' < \text{area } O\, m\, 1\, n\, r$$

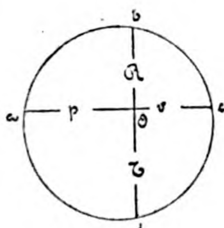
si può concludere che in un ciclo non riversibile il valore Δe esteso a tutto il ciclo è negativo. La differenza fra quelle due areė dà appunto il valore Δe relativo al ciclo $a\,1\,b\,1'$. Se con $\Delta\,H$ indichiamo la variazione di energia cinetica del corpo che compie il ciclo è evidentemente:

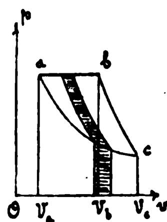
$$\Delta\,H = \text{area } a\,1\,b\,1' .$$

II.

Teoria grafica dei gas.

§ 1. *Definizione.* — La lunghezza O c (fig. 14) misurata in qualche scala rappresenti il volume specifico v di un fluido; O $a = p$ e sul prolungamento di O c la pressione specifica del fluido stesso; O b, per semplicità perpendicolare ad O c la sua temperatura assoluta ed O $d =$ R una costante. Diremo che il fluido considerato è un gas se i quattro punti $a\, b\, c\, d$ si trovano su una circonferenza. Diremo R la costante del gas: la lunghezza O d che la rappresenta dipende dal peso molecolare del gas m. La linea:


Fig. 14.


Fig. 15.

$$R = f(m)$$

riferita a due assi ortogonali è una iperbole equilatera.

§ 2. *Trasformazioni.* — Diremo a pressione costante la trasformazione rappresentata da una famiglia di circonferenze aventi per asse radicale $a\, d$. In tali trasformazioni il rapporto fra le lunghezze O c ed O b rimane costante e quindi le linee di livello della superficie $f(p, v, T) = 0$, relativa allo stato di gas, rispetto al piano v T, sono rette uscenti dall' asse O p.

Sia $a\, b$ (fig. 15) la proiezione sul piano $p\, v$ di una trasformazione a pressione costante; conduciamo da b l' adiabata $b\, c$ e da a l' isodinama $a\, c$.

Le aree caratteristiche di tale trasformazione sono:

$$L = \text{area}\; a\, b\, V_b\, V_a = R \, . \, (T_b - T_a); \quad \Delta E = \text{area}\; b\, c\, V_c\, V_b \quad \Delta e \gtrless 0.$$

Le esperienze del Regnault provano che entro limiti ordinari di temperatura la linea:

$$T = \phi (Q)$$

relativa ad una trasformazione a pressione costante è una retta; ne consegue che:

$$\Delta E = k (T_b - T_a)$$

se k è una costante e T_b e T_a le temperature assolute estreme della trasformazione.

Dividendo la $a\,b$ in un numero eguale di parti e conducendo dai punti di divisione le adiabate ad incontrare la isodinama $a\,c$, le varie aree analoghe a quella tratteggiata nelle quali rimane divisa l' area $V_a\,a\,b\,c\,V_c$ sono equivalenti.

E se $T_a\,B$ (fig. 16) è la linea $T = \phi (Q)$ relativa alla tra-

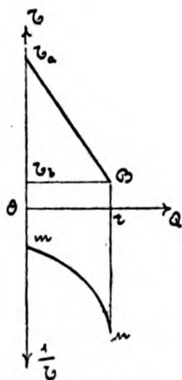


Fig. 16.

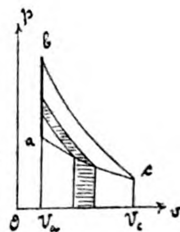


Fig. 17.

sformazione $a\,b$, dividendo la $T_b\,T_a$ nello stesso numero di parti della $a\,b$, l' incremento dell' ascissa di due punti successivi di divisione è eguale all' ordinata massima della linea integratrice le aree analoghe alla tratteggiata della fig. 15 costruita con base $\frac{1}{A}$.

Diremo a volume costante la trasformazione rappresentata dalla famiglia di circonferenze aventi per asse radicale la retta $d\,c$. In tale trasformazione il rapporto fra $O\,a$ e $O\,b$ rimane costante e quindi le linee di livello della superficie $f(p, v, T) = 0$ rispetto al piano $p\,T$ sono rette uscenti dall' asse $O\,v$.

Se $a\,b$ (fig. 17) è la proiezione sul piano $p\,v$ di una linea

ie dà la trasformazione a volume costante e da b si tira adiabata bc e da a l'isodinama ac, le aree caratteristiche ella trasformazione sono:

$$L = 0 \quad \Delta E = \text{area } V_a\, b\, c\, V_c \quad \Delta e \gtrless 0 .$$

La linea $T = \phi(Q)$ relativa alla trasformazione è una retta quindi:

$$\Delta E = h\,(T_b - T_a)$$

ve h è una costante; se c_v è il calore specifico del gas a vo- me costante:

$$h = \frac{c_v}{A} .$$

Dividendo la ab in parti eguali e tirando dai punti di visione le relative linee adiabate, le varie aree analoghe a tratteggiata sono equivalenti. Nelle due trasformazioni a essione e volume costante le linee

$$\frac{1}{T} = \phi_3\,(Q)$$

no delle iperboli equilatere rispetto agli assi $O_1 Q$ ed $O_1 X$ g. 18) la prima, O_1Q e O_2X_1 la seconda, i due assi O_1X e O_2X_1

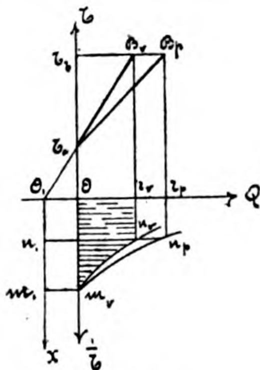


Fig. 18.

enuti prolungando le $T_a B_v$ e $T_a B_p$ fino ad incontrare $O.Q$ e

tirando dal punto di incontro la parallela all' asse O T. Nella prima delle trasformazioni è:

$$\Delta e = \text{area } O\, m_v\, n_v\, r_r = \text{area } m_v\, n_v\, n_1\, m_1$$

e per la seconda

$$\Delta e = \text{area } O\, m_p\, n_p\, r_p\,.$$

— La famiglia delle circonferenze aventi per asse radicale la corda $d\,b$ (fig. 14) rappresenta una trasformazione a temperatura costante. Durante la trasformazione il prodotto $a\,O\,.\,O\,c$ rimane costante e cioè le linee di livello rispetto al piano $p\,v$ della superficie $f\,(p,\,v,\,T) = 0$ sono iperboli equilatere.

Le trasformazioni isoterme nei gas sono caratterizzate dalla condizione:

$$\Delta\, E = 0\,.$$

I valori $\Delta\, E$ relativi a tutte le trasformazioni comprese fra due date isoterme sono costanti.

Se $a\,c$ (fig. 17) è un arco di iperbole che rappresenta la proiezione sul piano $p\,v$ di una trasformazione isoterma, le aree caratteristiche di tale trasformazione sono:

$$L = \text{area } a\,c\,V_c\,V_a\,; \quad \Delta\, E = 0\,; \quad \Delta\, e = \alpha\,.\,Q$$

α costante:

$$\alpha = \frac{1}{T}\,.$$

L' ordinata massima della linea integratrice l'area acV_cV_a costruita con base $\frac{1}{A}$ dà le calorie spese nella trasformazione $a\,b$. Se $m\,n$ (fig. 19) è la lunghezza di tale ordinata ed $O\,m = \alpha$ è:

$$\Delta\, e = \text{area } O\,m\,n\,r\,.$$

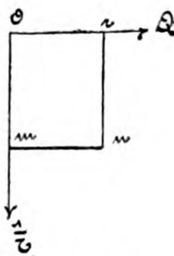


Fig. 19.

Supponiamo che il punto rappresentativo delle condizioni iniziali di un gas passi dall' isoterma T_b alla T_a dapprima lungo una linea di livello rispetto al piano $p\,T$ indi seguendo una linea di livello rispetto al piano $v\,T$. In ambedue i casi ΔE ha lo stesso valore.

Siano T_aB_v e T_aB_p (fig. 18) le linee $T = \phi\,(Q)$ relative alle due trasformazioni ed $m_v\,n_v$ e $m_p\,n_p$ le $\frac{1}{T} = \phi_s\,(Q)$ corrispondenti. L' area $m_v\,n_v\,r_v\,r_p\,n_p$ ci dà il valore $\Delta\,e$ corrispondente al lavoro esterno compiuto nella trasformazione a pressione costante e $B_v\,B_p$ il calore corrispondente; si ha quindi:

$$(T_b - T_a)\,\{\mathrm{tg}\,T_b\,T_a\,B_p - \mathrm{tg}\,T_b\,T_a\,B_v\} = A\,.\,\text{area}\ a\,b\,V_b\,V_a\ \ (\text{fig. } 15)$$

e anche:

$$c_p - c_v = A\,.\,R$$

se

$$c_p = \mathrm{tg}\,T_b\,T_a\,B_p \quad \text{e} \quad c_v = \mathrm{tg}\,T_b\,T_a\,B_v\,.$$

— La superficie $f\,(p, v, T) = 0$ relativa allo stato di gas è evidentemente quella di un paraboloide iperbolico, le trasformazioni naturali relative ai vari piani di riferimento hanno un andamento caratteristico; rispetto ai due piani $p\,T$ e $v\,T$ esse sono linee che vi si proiettano in archi di circonferenza con centro O, rispetto al piano $p\,v$ sono iperboli equilatere girate di 45° rispetto alle linee di livello. La retta che biseca l' angolo $p\,O\,v$ è la proiezione della linea di massima pendenza per cui $p = v$.

Sia $a\,b$ (fig. 20) la proiezione sul piano $p\,v$ del percorso

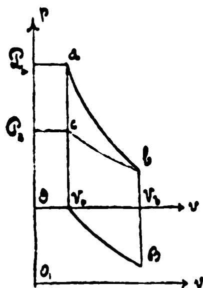


Fig. 20.

corrispondente ad una trasformazione adiabata: le sue aree caratteristiche sono evidentemente:

$$L = -\Delta E = \text{area } a\, b\, V_b\, V_a\,; \quad \Delta e = 0\,.$$

Dal punto a si conduca la verticale $a\,c$ ad incontrare l'isodinama passante per b; il salto di temperatura che si ha nella trasformazione $a\,b$ è eguale a quello che si verifica nella $a\,c$ e conseguentemente: *Il valore dell'area caratteristica* L *nell'espansione adiabata di un gas è eguale a quello dell'area caratteristica* Δ E *di una trasformazione a volume costante svolta fra le stesse temperature.* Si ha quindi:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{c_v}{A}\,(T_a - T_b) = \frac{c_v}{A\,R}\,(p_a\, v_a - p_b\, v_b)$$

Ed indicando con δ il rapporto $\frac{c_p}{c_v}$:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \frac{1}{\delta - 1}\,(p_a\, v_a - p_b\, v_b)\,.$$

la linea $a\,b$ ha quindi per equazione:

$$p\, v^{\delta} = \text{cost.}$$

Sia $V_a B$ la linea integratrice dell' area $a\, b\, V_b\, V_a$ costruita con base $\frac{c_v}{A}$; le sue ordinate rappresentano evidentemente le variazioni della temperatura del gas durante la trasformazione. Le ordinate della $V_a B$ rispetto la $O_1\, v$ ($O\, O_1 = T_a$) danno la temperatura del gas nei vari punti della trasformazione $a\,b$.

§ 3. *Politrope.* — Sulla superficie $f(p, v, T) = 0$ relativa ai gas si possono tracciare oltre le linee di livello rispetto ai piani $p\,T$ e $v\,T$ infinite altre linee per le quali la linea $T = \varphi(Q)$ è una retta. Sia $a\,b$ (fig. 21) la proiezione di una di tali linee dette *politrope* sul piano $p\,v$; le sue aree caratteristiche sono:

$$L = ab\, V_b V_a \quad \Delta\, E = -\text{ area } V_a a c V_c \quad \Delta e = -\text{ area } O m n r \text{ (fig. 20)}.$$

Le calorie nel caso della figura tolte al gas sono date da:

$$Q = -\, T_b\, B = -\, A\,.\ \text{area } a\, b\, V_b\, V_c\, c.$$

La tangente dell'angolo $T_b T_a B$ (fig. 16) è il calore specifico c relativo alla trasformazione $a\,b$.

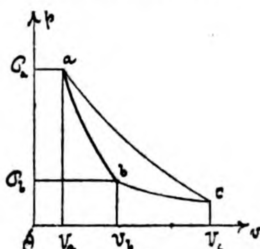


Fig. 21.

Si ha tosto:

$$\text{area } a\,b\,V_b\,V_a = \text{area } a\,c\,V_c\,V_a - \text{area } V_b\,V_c\,c\,a\,b =$$

$$= (T_a - T_b)\,\frac{c_v - c}{A} = \frac{R}{\dfrac{c - c_p}{c - c_v} - 1}\,(T_a - T_b)\,.$$

Ne consegue che le politrope hanno per equazione generale:

$$p\,v^n = \text{cost.}$$

se:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$$

e che il valore di n è dato dal rapporto fra le due aree $P_a\,a\,b\,P_b$ e $a\,b\,V_b\,V_a$.

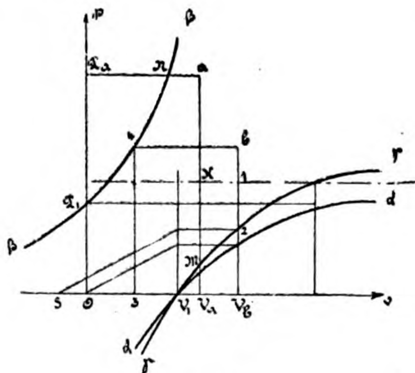


Fig. 22.

La costruzione di qualsiasi politropa si può far dipendere da due linee fondamentali $\alpha\,\alpha$ e $\beta\,\beta$ (fig. 22) tracciate nel

piano pv: le ordinate della prima sono i logaritmi con qualsiasi base delle sue ascisse, le ascisse della seconda i logaritmi delle sue ordinate; se la scala che rappresenta le pressioni è identica a quella che rappresenta i volumi, le due linee $\alpha\alpha$ e $\beta\beta$ sono simmetriche rispetto la linea $p = v$.

Noto il valore di n si porta $V_1 S = n \cdot O V_1$ indi si tirano da S le parallele ai vari raggi vettori delle ordinate della linea $\alpha\alpha$ proiettate sulla verticale passante per V_1 e si tirino dai punti di incontro le orizzontali fino ad incontrare le corrispondenti ordinate. Si ottengono in tal modo i punti di una curva $\gamma\gamma$ le cui ordinate sono n volte il logaritmo dell'ascissa.

Sia allora a il punto iniziale della politropa, si traccino le ordinate $a P_a$ ed $a V_a$ e si porti $P_a N$ da M in K e da K si tiri la parallela all'asse O v. L'intersezione dell'ordinata del suo punto di incontro con la $\gamma\gamma$, con la parallela tirata da P_1 all'asse O v dà un nuovo punto della politropa. Volendo il punto della politropa che ha per ascissa O v_b, si innalza la verticale V_b 1, si porta O 3 = 1 — 2 da 3 la 3 — 4 da 4 la parallela ad O v e dove essa incontra V_b 1 si ha il punto b. Evidentemente le coordinate del punto b soddisfano alla condizione:

$$\lg p_b + n \lg v_b = \lg p_a + n \lg v_a .$$

§ 4. *Cicli.* — Sia $abcd$ (fig. 23) la proiezione sul piano pv di un ciclo formato dall'incontro di due politrope, linee

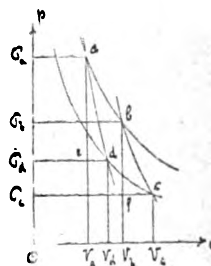


Fig.ª 23.

di livello rispetto al piano pv: ab e dc, e due politrope bc ed ad aventi lo stesso valore di n. Le due trasformazioni ad

e bc avendo eguali le aree caratteristiche ΔE e Δe hanno eguali anche le L e si ha quindi:

area $V_a\,a\,d\,V_d$ = area $V_b\,b\,c\,V_c$; area $P_a\,a\,d\,P_d$ = area $P_b\,b\,c\,P_c$.

I due cicli $a\,d\,e$ e $b\,c\,f$ sono ambedue formati da tre politrope a due a due appartenenti alla stessa famiglia ed aventi due vertici corrispondenti a e b, d e c sulle stesse isoterme. Evidentemente anche i vertici e ed f devono essere sopra un'isoterma e deve quindi essere:

$$\text{area } P_d\,e\,V_a\,O = \text{area } P_c\,f\,V_b\,O$$

ossia:

$$O P_d \,.\, O V_a = O P_a \,.\, O V_b$$

e quindi:

$$OV_a \,.\, OV_c = OV_b \,.\, OV_d\,; \qquad O P_a \,.\, O P_c = O P_b \,.\, O P_d\,.$$

Dunque le proiezioni dei vertici opposti di un ciclo, formato dall'incrocio di due isoterme e due politrope, sugli assi Op ed Ov sono punti congiunti di un'involuzione di centro O rispettivamente su ciascuno dei due assi.

Si hanno infiniti cicli, formati dalle infinite politrope passanti per a e per c, ed aventi a due a due le aree caratteristiche L eguali, per i quali l'involuzione è quella individuata da O e dai punti P_a e P_c. L'elemento doppio dell'involuzione su Op posto sopra al punto O corrisponde alle due politrope per le quali: $O P_d = O P_b$. L'elemento doppio dell'involuzione sull'asse Ov posto alla destra del punto O corrisponde alle due politrope per le quali $O V_d = O V_b$.

La proprietà sopra dimostrata può generalizzarsi anche a cicli formati dall'incrocio di due coppie di politrope qualsiasi appartenenti, ogni coppia ad una stessa famiglia. E dati 3 punti di un tale ciclo facilmente si determina il quarto.

§ 5. *Efflusso dei gas.* — Sia $P_a\,a$ (fig. 24) la proiezione sul piano pv di una linea di livello rispetto al piano vT; $a\,b$ di una linea $\Delta e = 0$, $b\,P_b$ ancora di una linea di livello c. s. e $P_b\,P_a$ di una linea di livello rispetto al piano pT. Le aree caratteristiche di tutta la trasformazione riversibile $P_a\,a\,b\,P_b$

sono: L = area $P_a\,a\,b\,P_b$; $\Delta\,E = \Delta\,e = 0$. Se il volume $P_a\,a$ viene immesso in un cilindro a compiervi un ciclo fra le due linee di livello $p = O\,P_a$ e $p = O\,P_b$, la linea di espansione $\Delta\,e = 0$ è $a\,b_1$. Se anzichè riversibilmente in un cilindro la trasformazione avviene non riversibilmente e W_b è la velocità

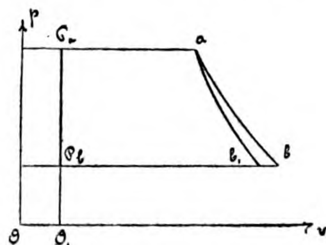


Fig. 24.

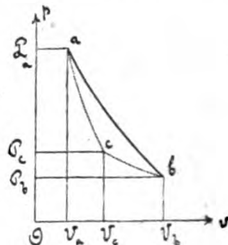


Fig. 25.

del gas nella sezione finale di un condotto entro il quale la pressione varia secondo la linea $a\,b_1$ è $\frac{W^2_b}{2g}$ = area $P_a\,a\,b_1\,P_b$ qualunque sia l' andamento e la natura della linea $a\,b_1$ e se il peso di gas effluente è l' unitario.

Si indichi con L_r il lavoro dovuto all' attrito del fluido nel tubo di effiusso, evidentemente è $A.\,L_r$ il calore corrispondente; la trasformazione $a\,b$ (fig. 25) ha allora per area caratteristica:

$$\Delta\,e > 0$$

ed è

$$Q = A\,.\,L_r = A\,.\,\text{area}\ a\,b\,V_b\,V_c\,c$$

se $a\,c$ è la linea $\Delta\,e = 0$ e $b\,c$ la $\Delta\,E = 0$.

Si ha quindi:

$$\frac{W_b^2}{2g} = \text{area}\ P_a\,a\,b\,P_b - \text{area}\ a\,b\,V_b\,V_c\,c$$

$$= \text{area}\ P_a\,a\,c\,P_c\,.$$

Se mentre il gas si muove fra le due sezioni α e β si ha dispersione o trasmissione di una quantità Q_i di calore, la trasformazione $a\,b$ ha per caratteristica:

$$\Delta\,e \gtrless 0$$

ed è:

$$Q = A \,.\, L_r \pm Q_i \,.$$

La linea ab può allora tracciarsi costruendo la linea $Q = f(v)$ relativa all' area $a\, b\, V_b\, V_c\, c$ per il caso:

$$Q = A \,.\, L_r$$

indi levando o aggiungendo alle sue ordinate le lunghezze che rappresentano le calorie disperse o somministrate e ricostruendo inversamente la linea di espansione. Se come caso particolare

$$A\, L_r = -\, Q_i$$

la ab è ancora una linea $\Delta\, e = 0$.

Se si ammette che sia:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_c\, c = \phi\, \frac{W_b^2}{2g}$$

e ϕ una costante, è ovvio che il lavoro d' attrito e quindi il calore ad esso corrispondente, sono proporzionali alla variazione di T e quindi la linea ab è una politropa. Il valore dell'esponente n ha come si è premesso il valore:

$$n = \frac{\text{area } P_a\, a\, b\, P_b}{\text{area } a\, b\, V_b\, V_a}\,;$$

e poichè:

$$\text{area } P_a\, a\, b\, P_b = \text{area } P_a\, a\, c\, P_c + \text{area } a\, b\, V_b\, V_c\, c$$

e:

$$\text{area } a\, b\, V_b\, V_a = \text{area } V_a\, a\, c\, V_c + \text{area } a\, b\, V_b\, V_c\, c$$

si ha dopo qualche trasformazione:

$$n = \frac{\delta + \delta\,\phi}{1 + \delta\,\phi}$$

δ esponente relativo all' adiabata $a\,c$.

Se dunque, dato un condotto $\alpha\,\beta$, si vogliono determinare le aree delle sezioni che esso deve successivamente assumere affinchè l' espansione del gas avvenga secondo la linea $a\,b$, e

la velocità con la quale il gas le attraversa, si descrive in base ad un valore pratico di n la politropa $a\,b$ (fig. 26). Si

Fig. 26.

prende come base la lunghezza unitaria e si traccia sull' asse $O\,p$ la linea $P_a\,d$ integratrice dell' area $P_a\,a\,b\,P_b$; le sue ascisse danno evidentemente i valori teorici dell'altezza corrispondente alla velocità acquisita dal vapore che ha inizialmente la pressione $O\,P_a$ e attraversa una sezione nella quale la pressione è data dall' ordinata corrispondente all' ascissa considerata. Se parallelamente all' asse $O\,p$ e ad una distanza eguale a $2\,g$ si tira una retta 11 e se sopra un' ascissa qualsiasi $P_m\,m$ della linea integratrice e sul suo prolungamento $P_m\,n$ si descrive una semicirconferenza, il tratto $P_m\,s$ intercetto sull'asse Op dà appunto il valore teorico della velocità $\mathbf{W}_m$ corrispondente alla variazione di pressione $O\,P_a - O\,P_m$.

Il valore effettivo di tale velocità ed, in generale, dei vari valori della velocità, si avrebbe dividendo le ascisse della linea integratrice $P_a\,d$ per $1 + \varphi$ e procedendo poi come sopra.

Per ogni valore di $O\,P_m$ si otterrà un valore corrispondente di $\mathbf{W}$ e si potrà costruire una linea:

$$\mathbf{W} = f\,(O\,P_m)$$

che avrà l' ordinata massima in corrispondenza al valore di $O\,P_b$. È però necessario che nel condotto di efflusso le sezioni siano assegnate in modo che in esse si formi veramente la pressione indicata dal diagramma. Sia allora noto il peso di gas che deve effluire ad ogni minuto secondo attraverso un tubo nel quale fra le due sezioni estreme la pressione del gas

debba variare da $O P_a$ ad $O P_b$ secondo le ordinate della linea $a\,b$.

L' area della sezione del tubo nella quale si forma la pressione $O P_m$ e si ha la velocità $P_m s$ si ottiene unendo c con s e tirando da P_m la parallela a $c\,s$ ad incontrare la S N parallela ad $O v$ e tale che:

$$P_m S = \text{peso effluente}$$

L' area domandata è data da $P_m M$. Il suo valore dipende da quello dell'angolo $P_m c\,s$ che varia assumendo un valore massimo per:

$$O P_m = k\,O P_a.$$

Il valore della costante k dipende da quello di n. Per $n = 1{,}41$ $k = 0{,}526$.

La sezione del condotto in corrispondenza è minima indi va aumentando verso β, se $O P_b < k\,O P_a$, e si ottiene allora per un tubo a sezione circolare il profilo rappresentato dalla fig. 27.

È ovvio allora, e non è necessario ricorrere alle ipotesi del Saint-Venant e del Wantzel, che dato un tubo a profilo

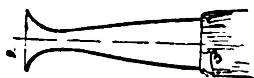


Fig. 27

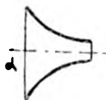


Fig. 28.

convergente come indica la fig. 28, attraverso il quale debba effluire il gas, che a sinistra della sezione α ha la pressione $O P_a$, se la pressione alla destra della sezione $\beta\,\beta$ è maggiore di $k\,.\,O P_a$ ed è p. es. $O P_m$, la velocità con la quale il gas attraversa tale sezione è data da $P_m s$ ed il peso effluente, se l' area della sezione $\beta\,\beta$ è eguale ad M N è dato da $M P_m$. Se invece la pressione alla destra di $\beta\,\beta$ è minore di $k\,O P_a$, si forma nella sezione stessa la pressione $k\,.\,O P_a$, la velocità con la quale il gas lo attraversa è quella corrisponde al salto di pressione:

$$O P_a (1 - k)\,.$$

Il peso di gas effluente è quindi determinato da tale velocità e dalla sezione minima. Se dunque si vuole che nella sezione finale del tubo di efflusso si formi la pressione $O P_b$ e si abbia quindi la velocità massima W_b occorre variare le sezioni che precedono del tubo come indica la costruzione grafica esposta [1]).

Se la sezione finale del tubo di efflusso è maggiore di quella che corrisponderebbe al valore effettivo della velocità di efflusso, è il caso che può presentarsi quando un tubo costruito per funzionare con un salto di pressione $O P_a - O P_b$ scarica invece il gas in una capacità dove la pressione è OP_{c_1} la linea di espansione del gas non si arresta in c_1 ma prende necessariamente la forma $c_1 d_1 e_1$ (fig. 26).

Se invece si verifica il caso opposto ed il tubo profilato per scaricare in un ambiente a pressione $O P_e$ scarica in uno a pressione $O P_b$, il gas attraversa la sezione finale del tubo non completamente espanso con la pressione $O P_c$ ed assume all' uscita la forma indicata nella fig. 27.

---

1) I fisici che hanno studiato analiticamente il fenomeno dell' efflusso dei fluidi elastici, non hanno tenuto presente la linea di espansione $a\,b$, hanno considerato le sezioni di efflusso come luci in parete sottile ed hanno supposto che in esse si formasse la pressione esterna arrivando al risultato, che del resto il nostro grafico conferma, che data una sezione PmM di efflusso variando la pressione esterna da $O P_a$ a $k \,.\, O P_a$ il peso di fluido effluente aumenta al diminuire di essa per poi diminuire quando essa diminuisce sotto il valore $k \,.\, O P_a$. Per $O P_b = 0$ anche il nostro grafico ci dice che M N peso effluente è nullo.

TRACCIE DI RADIOATTIVITÀ INDOTTA PRODOTTA DA UNA FULMINAZIONE.

Nota di CIRO CHISTONI [1]).

Nel pomeriggio del 23 Marzo 1904 buona parte della vallata del Po è stata percorsa da un temporale costituito da nubi cariche di elettricità in modo eccezionale. Lasciando ad altri lo studio complessivo della meteora, mi limiterò a dire che in vicinanza della Staggia (a 20 chilometri circa da Modena verso MNE) si è accertato lo scoppio di 19 fulmini in dieci minuti circa. Tutto però lascia credere che in verità il numero dei fulmini caduti in quella plaga (così da notizie che ebbi da persone rispettabilissime) sia stato quasi doppio del numero dei fulmini accertato. Uno dei fulmini, alle ore 16,10^m, investì il campanile della Chiesa della Staggia, facendo crollare la guglia del campanile e parte del tetto della Chiesa. Nel giorno 25 mi recai alla Staggia e trovai le linee seguite dal fulmine per scaricarsi al suolo. La folgore, come sempre avviene, aveva dato luogo ad un intenso campo magnetico; ed in certi tratti del suo passaggio, aveva prodotto una temperatura elevatissima. Non mi fu dato in quel giorno, causa il tempo pessimo, di poter fare smuovere parte delle macerie, per vedere se si trovavano dei mattoni con traccie di fusione. Avvertii però il signor D. A. Piccinini, parroco del luogo, che stesse attento quando si sarebbero smosse le macerie, che probabilmente si sarebbero trovate delle traccie di fusione su alcuni mattoni. Dopo alcuni giorni il signor D. Piccinini mi fece avvertire che i mattoni con traccie di fusione si erano trovati.

Tornai alla Staggia il 5 Aprile portando con me alcuni apparecchi, e fra questi un elettroscopio di Exner. Accostando all' elettroscopio, carico positivamente, i mattoni che portavano le traccie di fusione, mi accorsi di un accelerato abbassamento delle foglie dell' elettroscopio, e credetti perciò oppor-

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 1° sem. 1904.

tuno di portare meco i mattoni a Modena per esaminarli accuratamente.

Il giorno 6 Aprile, dopo avere caricato l'elettroscopio di Exner, ora positivamente, ora negativamente, toccava con un piccolissimo piano di prova le parti più salienti delle fusioni, e poi portava il piano vicino all'elettroscopio per vedere se l'effetto verificato sull'elettroscopio fosse dovuto ad una carica elettrica che avevano acquistato le parti silicee [1]) durante la improvvisa fusione e la successiva rapida solidificazione. Notai nessun effetto, quantunque puntassi alle foglie un buon cannocchiale panfocatico munito di reticolo micrometrico. Ho anche toccato col piano di prova successivamente le parti più salienti della fusione e poi il bottone dell'elettroscopio, quando era scarico, per vedere se accennasse a caricarsi, e non avvertii alcun effetto. Posi anche i pezzi di mattone in un vaso di Faraday, del quale la parte esterna era in comunicazione coll'elettroscopio e non notai indizio alcuno di carica elettrica.

Disposi allora le cose un po' diversamente. Unii al bottone superiore dell'elettroscopio un dischetto sottilissimo di rame, con diametro di centimetri 5,5 e con spigolo arrotondato, ed alla distanza di centimetri 3,5 posi superiormente un piattino uguale, messo in comunicazione col suolo. Collocando nell'intervallo fra i due piattini gli spigoli fusi dei mattoni, potei verificare che si trattava di un fenomeno di radioattività. Venutomi il dubbio che questo effetto di radioattività fosse dovuto al materiale che componeva i mattoni, separai con una sega la parte intatta di un mattone, dalla parte che portava le traccie di fusione, e mentre con quest'ultima otteneva evidentemente l'abbassamento delle foglie dell'elettroscopio, colla prima non si verificava alcun effetto. Dovetti perciò concludere che l'effetto di radioattività era dovuto alla parte fusa del mattone.

Per giudicare in certo modo del grado di radioattività, seguii il metodo seguente, che, per quanto primitivo, dovetti adottare in mancanza d'altro. Caricato l'elettroscopio segnava

1) La parte fusa è composta di silicati. Esaminata, diede alla perla del sale di fosforo lo scheletro caratteristico della silice.

i tempi t_1, t_2, t_3 che occorrevano perchè una foglia si abbassasse dalla divisione a alla $(a-1)$: dalla $(a-1)$ alla $(a-2)$ e dalla $(a-2)$ alla $(a-3)$. Nel primo e nel terzo caso l'elettroscopio era abbandonato a sè, nel secondo invece era tenuto sotto l'azione della parte fusa di un mattone, che veniva collocata fra i due dischetti. Come criterio di misura di radioattività ho preso il rapporto

$$\frac{t_1 + t_3}{2} : t_2 .$$

Con questo sistema ho tenuto in osservazione quattro pezzi di mattone, che distinguerò con A, B, C e D; dei briciolі di calce portanti traccie di fusione, ed un pezzo di ferro che stava di rinforzo nel masso di muratura che sosteneva la croce del campanile e sul quale ho trovato delle traccie di fusione, del genere di quelle osservate nei briciolі di calce. L'esame di questi materiali è stato eseguito in Aprile, ne' giorni sottosegnati, dalle ore 10 alle 11, meno che nel giorno di domenica 10, nel quale le osservazioni si fecero dalle ore 16 alle 17. Nei giorni 7 ed 8 dovetti recarmi per ragioni di studio alla Zocca nella montagna modenese, ed è per questo che le misure mancano in detti giorni. I numeri di questa tabella rappresentano il rapporto suindicato.

Giorno	A	B	C	D	Bricciole di calce	Ferro della croce
6	2,75	3,53	3,19	2,20	2,78	1,67
9	1,25	2,50	1,92	1,96	2,09	1,27
10	1,00	1,92	1,24	1,67	1,94	1,00
11	—	1,43	1,00	1,64	1,00	—
12	—	1,13	—	1,00	—	—
12 (ore 17)	—	1,00	—	—	—	—

Questi risultati mi pare che mostrino che le parti fuse in seguito alla fulminazione avevano in sè della radioattività indotta e di lunga durata.

Ho anche verificato che la parte fusa dei mattoni è cattiva conduttrice della elettricità. Toccando infatti l'elettroscopio

carico coi varii mattoni tenuti colla mano, facendo in modo che il bottone dell'elettroscopio venisse a contatto colla parte sana del mattone, si otteneva la scarica immediata dell'elettroscopio; invece se si ponevano a contatto del bottone dell'elettroscopio le parti fuse dei mattoni, la scarica durava dai due agli otto secondi.

Nei giorni 23, 25, 28 e 29 Aprile ho provato a tenere per alcune ore (da quattro a sei) i pezzi di mattone A, B e C in comunicazione colla parte negativa dello spinterometro di una bobina d'induzione, mentre la parte positiva era messa a terra. I tre pezzi di mattone, sui bordi della fusione, hanno mostrato di aver acquistato una debole radioattività, che però perdettero completamente dopo circa mezz'ora. Tenendo i mattoni in contatto colla parte positiva dello spinterometro della bobina d'induzione non ho verificato alcun indizio di radioattività.

I risultati di queste ultime esperienze mostrano ancora una volta che stiamo ancora ben lontani dal formarci un giusto concetto dell'entità degli effetti che può produrre una fulminazione, in confronto di quelli che possiamo ottenere coi mezzi dei nostri laboratori. Ed in quella guisa che un pezzo di ferro comune perde quasi completamente la polarità magnetica, appena viene sottratto all'induzione di un intenso campo magnetico prodotto artificialmente, mentre tale polarità è conservata a lungo dai ferri che si trovarono nei campi magnetici prodotti dallo scoppio della folgore, così ora vediamo che mentre le parti fuse dei mattoni studiati hanno conservato per una ventina di giorni circa la radioattività indotta provocata dalla fulminazione, perdono tale proprietà radioattiva entro mezz'ora, se viene provocata, tenendoli per alcune ore a contatto colla parte negativa dello spinterometro di una bobina d'induzione.

LIBRI NUOVI

RESISTENZA DEI MATERIALI E STABILITÀ DELLE COSTRUZIONI,

per l' *Ing. Dott.* G. SANDRINELLI.

(Milano, Ulrico Hoepli, 1904. - L. 5,50).

È noto a tutti gli ingegneri quale non indifferente sviluppo si dà, nelle scuole d' applicazione del Regno, al corso di scienze delle costruzioni. Ora nella pratica si sente il bisogno di ricorrere più che ad un vero e magistrale trattato, ad un manuale che sia la riproduzione fedele ma veramente sintetica delle lezioni.

Certo che il raccogliere in forma piana e chiara, in un volumetto di mole limitata, tutto quanto riguarda questo vastissimo e importante ramo dell' ingegneria non è cosa facile — quindi va data maggior lode all'A. che, superando non indifferenti difficoltà, ha saputo presentarci un lavoro per il quale ha diritto alla più benevola e diligente attenzione della critica nonchè alla gratitudine dei colleghi.

L'A. nella prefazione ci dice che questo manuale può considerarsi un rinnovamento del manuale del Gallizia, tanto per l'indirizzo quanto per le risultanze. E non poteva essere diversamente, se si pensa che in 12 anni (tanti ne sono trascorsi dalla prima alla presente edizione) mercè l' opera di insigni studiosi, la teoria dell' elasticità e quindi le sue applicazioni alla resistenza dei materiali, ha fatto notevoli progressi.

La distribuzione della materia è la seguente: Riassunto di nozioni preliminari — elasticità; definizioni, risultati — teoremi delle derivate e del minimo lavoro. Lavoro di deformazione — espressione del lavoro di deformazione. — Torsione semplice. Pressione o tensione semplici. Solidi caricati di punta. Resistenza composta. Flessione, pressione o tensione e taglio. Pressione e tensioni eccentriche. Dimensioni usuali delle travi in legno. Peso proprio e sopra carichi di alcune costruzioni. Sovrapposizione degli effetti. Variazione di temperatura. Travi

rettilinee orizzontali. Ponti a travi continue. Travi sostenute e travi armate. Incavallature. Metodo del Ritter per il calcolo delle travi reticolate. Chiodature dei ponti metallici. Travi e carico comune. Stabilità delle costruzioni in terra ed in muratura. Tubi circolari. Caldaie a vapore. Archi e volte a botte circolari. Anelli, rulli. Archi molto ribassati. Archi di forma qualunque. Piedritti.

Sono sicuro che questo manuale, per la chiarezza dell'esposizione e per la praticità che presenta, incontrerà il favore degli ingegneri.

Una parola ben meritata di lode va data all'infaticabile editore che ogni giorno arricchisce la sua biblioteca tecnica di opere, la cui utilità è universalmente nota.

L'edizione è ricca di bellissime figure.

G. C. C.

PRESCRIZIONI DI SICUREZZA PER LA COSTRUZIONE D'IMPIANTI ELETTRICI A CORRENTI INTENSE.

Pubblicate dal Verband Deutschen Elektrotechniker.

Traduzione dell'Ing. D. CASCONE.

(Torino, E. Loescher, 1904).

La pubblicazione di questo libriccino sarà appresa con vero piacere e da elettrotecnici e da quanti si dedicano a questo ramo importante della fisica tecnica.

Il manualetto è essenzialmente pratico, e dà tutte le prescrizioni perchè l'impianto elettrico a correnti intense riesca sotto ogni aspetto sicuro, cioè, come l'A. dice nella prefazione, gli scopi principali ai quali le dette prescrizioni mirano sono:

1° quello di evitare gl'infortuni nell'esercizio degli impianti; 2° quello di evitare i pericoli d'incendio; 3° quello di stabilire una difesa contro la produzione di materiali elettrici scadenti e contro l'impiego di metodi di montaggio inopportuni.

Non si può nascondere però che il manualetto sarebbe maggiormente apprezzato, se la traduzione dal tedesco non fosse stata fatta troppo letteralmente.

Ciononondimeno va data lode all'A. e all'editore che hanno saputo presentare un manualetto, che, senza dubbio, è il più completo di quanti finora si conoscano in tale materia.

L'edizione è ottima. G. C. C.

ETUDE SUR LES RÉSONANCES DANS LES RÉSEAUX DE DISTRIBUTION PAR COURANTS ALTERNATIFS,

par G. CHEVRIER.

(Edité par l'Eclairage electrique. Paris, 1904).

Sulle risonanze nei circuiti percorsi da correnti alternate fu già pubblicato in varie epoche e nei diversi periodici un certo numero di memorie: tuttavia, secondo l'A., esse veramente non trattano il problema in modo generale sibbene sono lo studio di uno o più casi particolari; oltre a ciò questo studio e basato sopra un insieme di conoscenze generali che di solito si suppongono acquisite mentre se ne cercherebbero invano gli elementi nella maggior parte dei trattati di elettrotecnica.

Questa circostanza come pure l'inevitabile mancanza di omogeneità nelle notazioni e nei metodi seguiti dai diversi autori complicano singolarmente il compito degli ingegneri desiderosi di mettersi al corrente di una parte della loro tecnica che ha grandissima importanza pratica.

Allo scopo di togliere tale complicazione, l'A. ha compilato questo lavoro nel quale non sono riportati concetti e metodi nuovi inediti, ma sono coordinate metodicamente le conoscenze acquisite. Tale lavoro è diviso in tre parti: la prima contiene un riassunto della teoria dei movimenti oscillatori; la seconda riproduce questa teoria specializzata al caso dei circuiti provvisti di capacità e di autoinduzione; infine la terza riporta l'applicazione dei resultati precedenti ottenuti alle condizioni della pratica corrente. M. P.

ESSAIS INDUSTRIELS DES MACHINES ÉLECTRIQUES ET DES GROUPES ÉLECTROGÈNES,
par F. LOPPÉ.

(Ed. Gauthier-Villars, Paris 1904).

In questo libro sono riportate le conferenze che l'A. ha fatto alla Scuola superiore d'elettricità di Parigi. Esso si divide in sette capitoli. Il primo di essi tratta dello scopo e dell'organizzazione delle prove: il secondo dei metodi generali secondo i quali le prove vanno eseguite; il terzo delle prove sulle macchine a corrente continua; il quarto di quelle sulle macchine a corrente alternata; il quinto di quelle sui gruppi elettrogeni. Il sesto capitolo contiene altri metodi e processi che permettono di fare le prove o più comodamente o più esattamente, e l'ultimo è la riproduzione dei regolamenti che sono attualmente in vigore per le prove delle macchine e degli apparecchi elettrici che sono adottati dalla Società degli ingegneri elettricisti americani, dalla Società elettrotecnica tedesca e dall'Associazione francese dei proprietari di apparecchi a vapore.

L'opera termina con alcune tavole che facilitano i calcoli necessari per le prove. M. P.

LES APPLICATIONS DES ACIERS AU NICKEL,
par CH.-ÉD. GUILLAUME.

(Ed. Gauthier-Villars, Paris, 1904).

Le variazioni delle proprietà fondamentali dei corpi, ossia del volume, dell'elasticità, etc., in funzione della temperatura erano state constatate sì generalmente dai fisici che si era facilmente tentati di considerarle come inerenti alla materia. E ritenendo che queste variazioni non si potessero sopprimere, ci si limitava a tenerne conto dovunque era necessario o a compensarle opponendole le une alle altre.

La scoperta di leghe invariabili apportò dunque una seria perturbazione nella sistemazione dei meccanismi e permise di ottenere in queste numerose semplificazioni.

È appunto allo studio di tali semplificazioni e dei metodi ai quali conduce l' impiego degli acciai al nickel che è stato dedicato questo libro.

L' opera si divide in quattro parti. La prima tratta delle proprietà degli acciai al nickel reversibili; la seconda si riferisce alle semplificazioni che l' impiego degli acciai al nickel ha permesso di apportare agli apparecchi di misura delle basi geodetiche; la terza tratta della semplificazione degli apparecchi che servono alla misura del tempo; e la quarta si occupa di altre applicazioni di minore importanza.

In una appendice è esposta sommariamente la teoria degli acciai al nickel. M. P.

SOUVENIRS ENTOMOLOGIQUES.

ETUDES SUR L' INSTINCT ET LES MOEURS DES INSECTES,

par J. H. FABRE.

(Serie VIII. Librairie Ch. Delagrave, Paris).

Continuando con una infaticabile passione le sue osservazioni sugli insetti, l'A. ha compilato l' ottavo volume dei suoi *Ricordi*. I quadri che egli traccia sui costumi delle cetonie, del milabro, dei gorgoglioni e dei loro nemici, delle lucilie, dei saprini, delle vespe, etc., rispecchiano fedelmente l' osservazione e riescono oltremodo interessanti anche per le persone che sono completamente estranee alle scienze naturali.

M. P.

METALLI PREZIOSI,

dell' Ing. ANTONINO LINONE.

(Ulrico Hoepli, Milano, 1904).

In questo manuale sono considerati i metalli nobili, argento, oro e platino; ne sono descritte le proprietà e enunciati i minerali; per ciascuno si espongono i processi per l'estrazione,

per la raffinazione, e per ottenere le leghe, le amalgame e le saldature. La seconda parte del libro tratta delle applicazioni industriali, della argentatura, doratura e platinatura, dei procedimenti per il niello e la damascatura. È un libro facilmente intelligibile e utile pei chimici, ingegneri, doratori e gioiellieri. GIGLI.

METALLURGIA DELL' ORO,

dell' Ing. EMILIO CORTESE.

(Ulrico Hoepli, Milano 1904).

Questo manuale (di pag. XXV-262), diviso in 6 parti, precedute da breve introduzione, dedicata ai minerali e ai giacimenti auriferi, tratta anzi tutto dei procedimenti d'estrazione meccanici e di quelli per amalgamazione, e dei trattamenti dei così detti *minerali ribelli*, cioè di quelli che, non contenendo oro allo stato libero, non consentono l' estrazione del metallo nè coi lavaggi nè per amalgamazione; così si espongono i nuovi procedimenti metallurgici per l' ottenimento dell' oro da minerali non sfruttati fino a poco tempo fa.

Le tre ultime parti trattano della clorurazione e della cianurazione, cioè dei recenti processi chimici ed idrometallurgici di estrazione, i quali si applicano ai minerali di complessa composizione e poveri del nobile metallo. Infine un capitolo è dedicato alla depurazione dell' oro.

Questo manuale, pei numerosi dati teorici ed economici e per le notizie che porge sugli ultimi progressi dell' industria aurifera, sarà certamente di grande utilità così ai chimici come agli ingegneri. GIGLI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXVIII, Gennaio 1894.

WEISS P. *La nozione di lavoro applicata alla calamitazione dei cristalli* (pp. 35-38). — Lo studio della calamitazione di un cristallo in un campo magnetico comporta, astrazione fatta dai fenomeni di isteresi, la determinazione di tre funzioni di tre variabili, le tre componenti I_x, I_y, I_z, della intensità di calamitazione in funzione delle tre componenti H_x, H_y, H_z del campo. Ora l'A. osserva che questo studio si semplifica notevolmente e si ha una immediata rappresentazione intuitiva dei risultati, quando si fa uso della nozione di energia.

Supponendo infatti che si tratti di calamitare l' unità di volume di un corpo per induzione di calamite permanenti, l'energia spesa è:

$$E = -\int I_x\, d\, H_x + I_y\, d\, H_y + I_z\, d\, H_z\ ,$$

dove ciascuna delle quantità I_x, I_y, I_z è funzione di H_x, H_y, H_z. L'A. quindi dimostra che, se si suppone costruito l' insieme delle superfici $E =$ const. *l' intensità di calamitazione è data in direzione dalla normale alla superficie* $E =$ const. *al punto* H_x, H_y, H_z, *e in grandezza dalla derivata di* E, *presa nella direzione di questa normale.*

Osserva quindi che l' energia potenziale totale E può decomporsi in due parti, l' energia relativa P del campo della sostanza calamitata, e l' energia interna di calamitazione. Integrando infatti per parti si ha

$$E = -(H_x I_x + H_y I_y + H_z I_z) + \int H_x\, d\, I_x + H_y\, d\, I_y + H_z\, d\, I_z$$

e sostituendo alla sostanza calamitata per influenza una sostanza la cui calamitazione rigida abbia, al principio, il valore finale I_x, I_y, I_z, sussiste soltanto il primo termine, il quale rappresenta P: il secondo, per definizione, sarà ε. Nella espressione di ε

$$\varepsilon = \int H_x\, d\, I_x + H_y\, d\, I_y + H_z\, d\, I_z\ ,$$

il campo H_x, H_y, H_z è funzione di I_x, I_y, I_z. L'A. quindi dimostra la proposizione simmetrica di quella enunciata sopra: ***il campo corrispondente a un certo valore della intensità di calamitazione è dato in direzione dalla normale alla superficie*** $\varepsilon =$ cost ***passante per*** I_x, I_y, I_z, ***e in grandezza dalla derivata di*** ε ***presa nella direzione di questa normale.***

Per la determinazione sperimentale della energia di calamitazione l'A. indica due metodi. Per il primo basta scrivere l'espressione precedente sotto la forma

$$E = -\int I \cos (\widehat{I, dH})\, d\,H\,,$$

la quale, quando si fa crescere H lasciandogli una direzione costante, diventa:

$$E = -\int I \cos (\widehat{I, H})\, dH\,,$$

e quindi basterà determinare la componente della calamitazione parallela al campo e di operare la quadratura di questa funzione.

Col secondo metodo si misura la coppia C esercitata da un campo H costante, orizzontale, sulla sostanza sospendendola a un filo di torsione. Facendo ruotare questo campo di $d\alpha$ attorno a un asse coincidente col filo di torsione, si ha:

$$d\,E = C\,d\,\alpha\,.$$

Si potrà dunque ottenere il valore di E per tutti i punti combinando il primo metodo applicato a una sola direzione con misure di coppie.

Passando infine al caso di una sostanza che possiede un piano magnetico, poichè allora si ha costantemente $I_z = 0$, e la condizione che $d\,E$ sia differenziale esatto dà

$$\frac{\partial I_x}{\partial H_z} = 0 \qquad \frac{\partial I_y}{\partial H_z} = 0$$

ne deduce che: ***la legge della calamitazione nel piano magnetico non è influenzata dalla esistenza di una componente del campo perpendicolare al piano magnetico.***

GUILLEMIN A. *Sulla osmosi* (pp. 38-40). — Quando l'equilibrio osmotico ha luogo, la tensione f' su tutti i punti del piano orizzontale che comprende la superficie libera della colonna sollevata, è quella della soluzione: essa decresce secondo la legge di Halley

quando ci s' innalza di più, e resta la stessa su tutti i punti dei nuovi strati di livello. L'A. aggiunge: essa cresce secondo la stessa legge e in tutti i punti, cioè anche nell' osmometro, fuori quando si discende, quando si arriva al livello della parete impermeabile, e anche più in basso.

L'A. osserva che questa ipotesi porta a dire che la *tensione di espansibilità* di un liquido, cioè la sua tendenza a emettere vapore, va crescendo secondo la legge di Halley, a misura che si discende negli strati più profondi: essa cresce colla pressione idrostatica sopportata dallo strato liquido considerato, ma molto più lentamente di quella pressione: questa cresce proporzionalmente a z, e la tensione di espansibilità proporzionalmente a $\log \frac{f}{f'}$, dove f è la tensione del vapore del solvente.

Con questa ipotesi, la legge dell' equilibrio osmotico diventa notevolmente semplice ed è enunciata dall'A.

L' equilibrio osmotico esiste quando la tensione di espansibilità è *la stessa da ciascun lato della parete impermeabile.*

CHARPENTIER A. *Caratteri differenziali delle radiazioni fisiologiche a seconda della loro origine muscolare o nervosa* (pp. 45-46). — I caratteri differenziali di quelle radiazioni, indicati dall'A., sono i seguenti:

Le radiazioni nervose sono arrestate parzialmente dall'alluminio. Quelle invece emesse dal cuore, dal diaframma e dai diversi muscoli, non sono modificate (o lo sono in un grado insignificante) dalla lamina di alluminio.

I nervi aumentano la loro radiazione in modo notevolissimo sotto l' influenza della compressione più leggera, mentre le radiazioni provenienti dai muscoli sono assai meno modificate per la compressione.

La radiazione infine nervosa produce, rispetto agli altri tessuti, un effetto sensibilmente più forte sul solfuro fosforescente riscaldato verso 40° o 45°.

MESNAGER. *Su un procedimento per il confronto degli spessori* (pp. 76-77). — L'A. rileva che il metodo del Perot e Fabry per la misura degli spessori colle frange di sovrapposizione, si può rendere notevolmente più preciso, prendendo come compensatore una lamina di quarzo tagliata parallelamente all' asse e le cui facce formino un piccolo angolo.

L'A. osserva che questo dispositivo ha il vantaggio di assorbire meno la luce del compensatore a lamine di vetro mezzo argentate e di evitare le confusioni prodotte dalle riflessioni multiple su di esse.

LEPINAY (DE) MACÉ J. *Sulla produzione di raggi* n *per mezzo delle vibrazioni sonore* (pp. 77-79). — L'A. ha constatato che quando un corpo sonoro vibra come un diapason, un timbro di bronzo, un grosso cilindro di acciaio, si ha produzione di raggi *n*. Studiando più davvicino i fenomeni ottenuti ha trovato che la sorgente esclusiva di quelle radiazioni non era il corpo sonoro, ma doveva ricercarsi nell'aria che lo circonda e ne trasmette le vibrazioni.

VARENNE E. e GODEFROY L. *Sulle applicazioni del cronostiliscopio E. Varenne* (pp. 79-82). — Gli A. in questa Nota descrivono l'apparecchio ideato da uno di loro, e indicano i procedimenti da seguirsi per determinare con esso il coefficiente di attrito interno, della tensione superficiale dei liquidi.

BLONDLOT R. *Sulla dispersione dei raggi* n *e sulla loro lunghezza di onda* (pp. 125-129). — Per studiare la dispersione e le lunghezze d'onda dei raggi *n*, l'A. si è servito di metodi del tutto simili a quelli impiegati per la luce. Allo scopo di evitare complicazioni che potessero derivare da immagazzinamento di raggi *n*, l'A. si è servito esclusivamente di prismi e di lenti in alluminio. Nelle sue esperienze inoltre ha preso tutte le precauzioni possibili, atte a eliminare qualunque radiazione estranea ai raggi *n*. Ha così constatato l'esistenza di radiazioni *n* i cui indici sono rispettivamente 1,04; 1,19; 1,29; 1,36; 1,40; 1,48; 1,68; 1,85.

Passando poi alla determinazione delle lunghezze di onda, l'A. ha determinato ciascuna di quelle lunghezze con tre serie di misure effettuate con tre reticoli aventi rispettivamente 200, 100 e 50 tratti per millimetro. Nella tabella seguente sono riportati i risultati, per i quali l'A., senza nulla asserire con certezza, crede che gli errori relativi non raggiungano il 4 per 100.

Lunghezze d'onda

	Reticoli impiegati			Valori probabili
Indici	a $^1/_{200}$ di mm.	a $^1/_{100}$ di mm.	a $^1/_{50}$ di mm.	dedotti dai precedenti
	μ	μ	μ	μ
1,04	0,00813	0,00795	0,00839	0,00815
1,19	0,0093	0,0102	0,0106	0,0099
1,4	0,0117	»	»	0,0117
1,68	0,0146	»	»	0,0146
1,85	0,0176	0,0171	0,0184	0,0176

L'A. rileva la piccolezza delle lunghezze d'onda dei raggi *n* di fronte alle lunghezze di onda della luce, contrariamente a quello

che egli stesso aveva dapprima pensato, e alle determinazioni che il Sagnac aveva creduto potersi trarre dalla posizione delle imagini multiple di una sorgente per parte di una lente di quarzo, immagini che aveva attribuito alla diffrazione.

Osserva ancora che le radiazioni di lunghezze d'onda cortissime scoperte da Schuman sono molto assorbite dall'aria, mentre i raggi *n* non lo sono: ciò implica l'esistenza di bande di assorbimento tra lo spettro ultravioletto e i raggi *n*. La lunghezza di onde infine dei raggi *n* aumenta con il loro indice, contrariamente a quanto avviene per le radiazioni luminose.

Rileva infine che se l'aumento di splendore di una piccola sorgente luminosa per l'azione dei raggi *n* deve attribuirsi a una trasformazione di queste radiazioni in radiazioni luminose, questa trasformazione è conforme alla legge di Stokes.

PAILLOT R. ***Azione del bromuro di radio sulla resistenza elettrica del bismuto*** (pp. 139-140). — Sottoponendo una spirale di bismuto, compresa tra due lamine minute di mica (spirale di Lenard), all'azione di radiazioni emesse da 0^g,03 di bromuro di radio (attività 500000) piazzato all'interno di un tubo di vetro a pareti minute, ha constatato che le ***radiazioni emesse dal bromuro di radio diminuiscono la resistenza elettrica del bismuto***. Come valore medio di questa diminuzione di resistenza l'A. ha trovato

$$\delta R = -52 \times 10^{-4} \text{ ohms},$$

per una spirale la cui resistenza inziale era di

$$15{,}1304 \times 10^{-4} \text{ ohms a } 18^\circ$$

Dalle numerose esperienze eseguite dall'A., il quale si è assicurato che la variazione di resistenza del bismuto non era dovuta alla vicinanza di un tubo più freddo della spirale, si rileva che l'azione del bromuro di radio è sensibilmente istantanea. Essa non varia quando si mantiene il tubo per lungo tempo in prossimità del bismuto. Diminuisce rapidamente quando si aumenta la distanza o si annulla per una distanza di 1 cm. Quando si allontana il tubo il bismuto riprende quasi istantaneamente la sua resistenza primitiva.

RICHARD J. ***Su un anemometro differenziale registratore*** (pp. 140-142).

P. BACCEI.

Philosophical Magazine. S. VI, Vol. 8, 1904.

Richardson O. W., Nicol J. e Parnell T. *La diffusione dell' idrogeno nel platino riscaldato* (pp. 1-29). — Questo lavoro fu intrapreso per verificare il resultato trovato da Winkelmann, che la velocità con la quale si diffonde l' idrogeno attraverso il platino portato ad alta temperatura è proporzionale alla radice quadrata della pressione, e non alla pressione come sarebbe da aspettarsi. Anche gli A. hanno trovato lo stesso resultato, facendo riscaldare il platino con una corrente elettrica, e mantenendo la pressione da una parte a zero (sia con una pompa, sia facendo bruciare liberamente l' idrogeno nell' aria) e facendola variare dall' altra da 1 a 760 mm. di Hg.

Ciò può forse spiegarsi ammettendo che l' idrogeno sia dissociato, e che i suoi ioni passino liberamente attraverso il platino.

Everett J. D. *Sull' ammucchiamento normale, in relazione con la teoria dell' universo di O. Reynolds* (pp. 30-37). — L' ipotesi fondamentale della teoria di Reynolds è che l' universo sia formato da granuli sferici duri, sottili ed uguali, disposti per la massima parte come i mucchi di palle da cannone.

L'A. fa uno studio particolareggiato dei modi in cui possono ammucchiarsi molte sfere uguali, per poter meglio intendere quella teoria.

Anderson A. *Sulla forza che risente una particella magnetica in un campo magnetico* (pp. 38-42). — L'A. mostra come possa calcolarsi la direzione nella quale varia più rapidamente la forza che si esercita sopra una particella magnetica posta in un campo non conservativo, cioè costituito da correnti elettriche e da magneti.

Burbury S. H. *Sulla teoria della diminuzione dell' entropia* (pp. 43-49). — L'A. discute alcuni punti della teoria del Gibbs sulla diminuzione dell' entropia, e giunge alle conclusioni seguenti: (*a*) Se un sistema materiale consiste di parti i cui movimenti son separatamente reversibili, è impossibile dimostrare che il moto dell' aggregato è irreversibile, senza fare alcune ipotesi fisiche a sostegno di un teorema puramente matematico, sia quello logaritmico di Boltzmann e di Gibbs, o un altro qualunque indipendente dal tempo. (*b*) Perchè tali ipotesi siano ammissibili devono essere matematicamente possibili e non devono esser in contradizione con l' esperienza. (c) L' ipotesi di Boltzmann, cioè la condizione d' indipendenza, non è matematicamente possibile, almeno come proposizione rigorosa. L'A. crede che fino ad ora non si conosca alcun teorema che sodisfi alle condizioni necessarie.

Quanto alla tendenza che ha l' entropia a diminuire, l'A. osserva che fino a un certo punto essa è sostenuta da prove sperimentali, e che si deve accettare tal quale è, senza però accrescerla con l' immaginazione scientifica.

Laws S. C. *La suscettibilità magnetica delle leghe di bismuto e stagno* (pp. 49-57). — Le misure eseguite sopra diverse leghe di Bi e Sn portano l'A. a concludere che l' aggiunta dello stagno al bismuto o a qualunque lega di stagno e bismuto, è sempre accompagnata da una diminuzione delle proprietà diamagnetiche del metallo. Tale azione è più grande quando la proporzione dello stagno è inferiore al 10 %. Per quantità maggiori del 10 %, una aggiunta ulteriore provoca una diminuzione della suscettibilità magnetica, che è proporzionale alla quantità di stagno aggiunto. In tutti i casi la suscettibilità magnetica è indipendente dall' intensità del campo in cui si trova il metallo.

Una piccola quantità di stagno aggiunta al bismuto fa variare notevolmente tutte le proprietà fisiche del metallo. D' altra parte, l' aggiunta di bismuto allo stagno è accompagnata da un cambiamento graduale nelle proprietà fisiche; e finchè il metallo non contiene un grande eccesso di bismuto si comporta come un semplice miscuglio.

Zahm A. F. *Attrito atmosferico sulle superficie piane* (pp. 58-67). — Poichè dalle esperienze di Froude e altri resulta che la resistenza che una superficie piana incontra nel muoversi nell'acqua deriva principalmente dall' attrito, era supponibile che altrettanto dovesse avvenire pel movimento di tali superficie entro l' aria. L'A. con opportune esperienze, fatte facendo fluire l' aria da grossi tubi, entro cui eran sospesi dei piani rigidi, ha infatti trovato resultati analoghi a quelli del Froude, e conclude che: 1) La resistenza R totale, quella cioè che i corpi risentono di fronte aggiunta a quella per l' attrito sulle faccie laterali, per tutti i corpi di forma invariabile è data da $R = a v^n$, essendo v la velocità del vento ed a ed n costanti numeriche; 2) Per piani lisci di lunghezza costante è data da $R = a v^{1,85}$; 3) Se la lunghezza l del piano è variabile, ma la lunghezza è costante, si ha $R = a l^{0,93}$; 4) Per tutte le superficie piane valga lo stesso coefficiente numerico di attrito; 5) Per le superficie non piane il coefficiente di attrito è maggiore, e la resistenza è prossimamente proporzionale a v^2.

Ciò vale per le velocità studiate, che non superarono 40 piedi al secondo. Per velocità molto grandi sembra che si debba porre $R = a v^2 + b v^{1,85}$.

In una Nota a questo lavoro Lord Rayleigh fa osservare che dalle leggi della dinamica resulta che la forza tangenziale esercitatasi sopra l' unità di superficie deve essere

$$F = \rho v^2 . f(av | \nu)$$

essendo ρ la densità del fluido, a la dimensione lineare del solido, f una funzione arbitraria e ν una costante. Nelle esperienze dello Zahn, nelle quali varia soltanto la velocità, dal confronto dei resultati ottenuti per l' attrito nell' acqua si vede che deve essere

$$f(x) = Ax^{-0,15},$$

e quindi resulterebbe

$$F = A \rho v^{1,85} (\nu | a)^{0,15}.$$

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

PRINCIPI DI TERMODINAMICA GRAFICA,

dell' Ing. GIUSEPPE BELLUZZO.

III.

Teoria grafica del vapore d' acqua saturo.

§ 1. La superficie $f(p, v, T) = 0$ relativa al vapore d' acqua è formata da due superfici cilindriche a generatrici parallele all' asse $O v$, che rispettivamente rappresentano lo stato di trasformazione del ghiaccio in acqua (superficie inferiore) e dell' acqua in vapore (superficie superiore), raccordate da una superficie intermedia che rappresenta lo stato liquido. Tale superficie ha un andamento caratteristico specialmente nella zona che segna il passaggio dallo stato solido a quello liquido giacchè in tale trasformazione il valore di v diminuisce.

Le linee di livello rispetto al piano $T v$ hanno l'andamento indicato nella fig. 29; il tratto 1 — 2 rappresenta l' aumento di temperatura del ghiaccio, 2 — 3 la sua trasformazione in liquido, 3 — 4 lo stato liquido, 4 — 5 la trasformazione del liquido in vapore. Se la coordinata di una linea di livello è $p = 1$ è:

$$O T_s = 273^\circ ; \quad O T_m = 277^\circ .$$

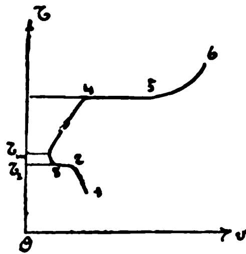


Fig. 29.

Mano mano che per tali linee di livello aumenta il valore di p, diminuiscono in lunghezza i tratti 2 — 3 e 4 — 5 e rispettivamente il primo si abbassa, il secondo si alza.

Le linee di livello rispetto al piano $p v$ variano col valore

di T; per T inferiore alla temperatura critica hanno l'andamento indicato nella fig. 30; il tratto 3 — 4 rappresenta lo stato liquido, 4 — 5 la fase di trasformazione del liquido in vapore, 5 — 6 la condizione di vapore surriscaldato.

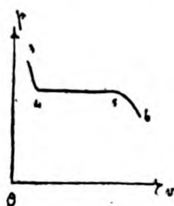


Fig. 30.

È ovvio che, per lo stato di vapore saturo, le trasformazioni naturali rispetto al piano $p\,v$ sono le linee di livello rispetto al piano $T\,p$; quelle naturali rispetto al piano $T\,p$ sono le linee di livello rispetto i piani $T\,v$ e $p\,v$.

L' andamento della superficie $f(p, v, T) = 0$ è dunque tale che:

§ 2. I valori di T nella zona della superficie $f(p, v, T) = 0$ che corrisponde allo stato di vapore saturo, dipendono unicamente dai valori di p; qualunque sia la linea descritta dal punto rappresentativo delle condizioni di vapore saturo sulla superficie relativa, la linea:

$$T = f(p)$$

rimane invariata; essa si traccia in base ai risultati sperimentali e noi assumeremo sempre i valori di T sulla direzione negativa di $O\,v$.

§ 3. L' andamento della curva limite inferiore per il vapore d' acqua si confonde quasi con quello di una linea di livello rispetto al piano $T\,p$; quello della curva limite superiore è molto diverso e tale che le coordinate dei suoi punti, secondo le esperienze dell' illustre Battelli, soddisfano alla seguente proprietà geometrica che permette, in relazione ai vari valori di T e di p dati dalla linea $T = f(p)$ di ricavare quelli di v

e quindi disegnare per punti, la curva limite stessa. Sia O a (fig. 31) la pressione assoluta in atmosfere del vapore saturo asciutto; O b perpendicolare ad O a la corrispondente temperatura assoluta;

$$Oc = v + 0{,}0084$$

$$Od = 0{,}00467 .$$

I quattro punti $a\, b\, c$ e d si trovano su una circonferenza.

§ 4. Siano $l_1\, l_1$ ed $l_2\, l_2$ (fig. 32) rispettivamente le proiezioni nel piano $p\, v$ delle due curve limiti ed a di un punto

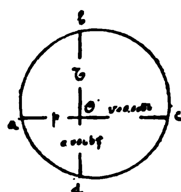


Fig. 31.

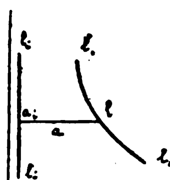


Fig. 32.

che rappresenta il vapore saturo in una data condizione. Dicesi titolo del vapore nella condizione a il rapporto:

$$\frac{a_1 a}{a_1\, l} = x .$$

Se nel movimento del punto rappresentativo delle condizioni del vapore saturo x rimane costante, il vapore compie una trasformazione a titolo costante. Evidentemente le linee che rappresentano tale trasformazione si incontrano nel punto critico superiore.

§ 5. Rappresentiamo con una lunghezza q_a il calore necessario per fare percorrere al punto rappresentativo delle condizioni del liquido il tratto della linea di livello rispetto al piano T v che precede la curva limite inferiore e incomincia alla coordinata T = 273. Le caratteristiche di tale trasformazione sono evidentemente:

$$L = \text{area } a_1\; a\, V_a\, V_{a_1}\, ; \quad \Delta E = \frac{1}{A}\, q - \text{area } a_1\, a\, V_a\, V_{a_1}\, ; \quad \Delta e > 0.$$

…entiamo con una lunghezza r_b il calore necessario …ccorrere al punto rappresentativo delle condizioni …no la linea di livello $a\,b$ (fig. 33) rispetto ai piani T v

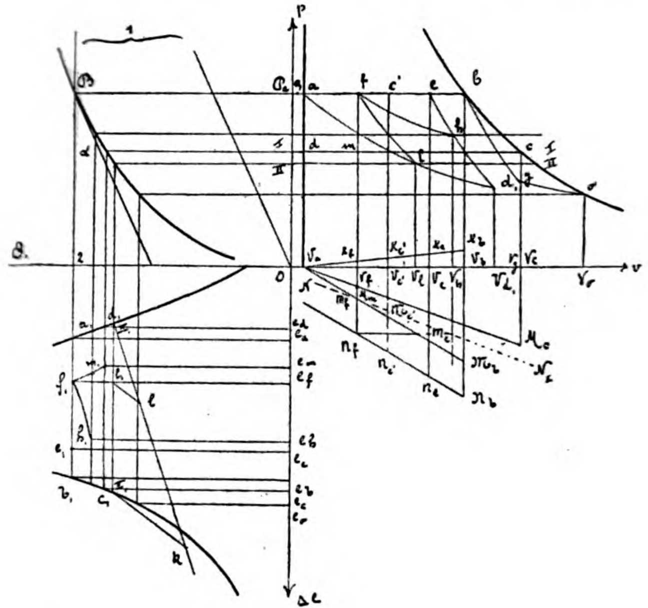


Fig. 33.

e $p\,v$ compresa fra le curve limiti. Le aree caratteristiche della trasformazione $a\,b$ sono:

$$L = \text{area } a\,b\,V_b\,V_a\,; \quad \Delta\,E > 0 \quad e \quad \Delta\,e > 0\,.$$

Se $O\,O_1 = \dfrac{1}{A}$, $O\,P_a = V_a\,a$ e si traccia la $V_a\,K_b$ parallela alla $O_1\,P_a$ è precisamente:

$$L = \frac{V_b\,K_b}{A} \quad \Delta\,E = r_b\,.\,\frac{1}{A} - \frac{1}{A}\,.\,V_b\,K_b\,.$$

Se:

$$K_b\,M_b = r_b$$

e

$$M_b\,N_b = q_a$$

e si indica con λ la lunghezza $K_b N_b$, è evidentemente λ il calore necessario per far percorrere al punto che rappresenta le condizioni iniziali del fluido la linea di livello rispetto al piano $T v$ fino alla curva limite superiore. Indicheremo la lunghezza $V_b M_b$ con ρ_b ed avremo, relativamente alla trasformazione $a\,b$:

$$\Delta E = \frac{1}{A} \rho_b' .$$

Le ordinate comprese fra le rette $V_a K_b$ e $V_a M_b$ danno le calorie necessarie per portare il punto a, lungo $a\,b$, nella posizione che corrisponde alla distanza dell' ordinata che si considera dall' asse $O\,p$: così per la trasformazione $a\,c'$ le sue caratteristiche sono:

$$L = \text{area } a\,c'\,V_c'\,V_a = \frac{1}{A} \,.\, V_c' K_c' ; \quad \Delta E = \frac{1}{A} V_c' M_c' ; \quad \Delta e > 0 .$$

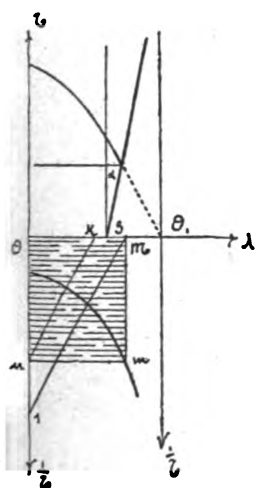


Fig. 34.

Le esperienze del Regnault permettono il tracciamento della linea $T = \varphi(q)$ e della $T = \varphi(\lambda)$; quest' ultima è una retta che ha per costante (fig. 34) $O\,S = 523{,}2$; $\operatorname{tg} \alpha = 0{,}305$.

Se alle sue ascisse si levano quelle della linea $T = \varphi(q)$, si ottiene una linea $T = \varphi(r)$ che taglia l' asse $O\,T$ in un punto che ha per ordinata la temperatura critica assoluta.

§ 6. Dalla linea $T = \varphi(q)$ si può ricavare quella $\frac{1}{T} = \varphi_3(q)$ e determinare quindi i valori di Δe corrispondenti. Per valori di T non molto elevati ($T < 473^0$) la linea $T = \varphi(q)$ si confonde con grandissima approssimazione con una retta e la $\frac{1}{T} = \varphi_2(q)$ è quindi una iperbole equilatera rispetto ai due assi $O_1\,q$ ed $O_1\,X$ (fig. 35) quest' ultimo parallelo ad $O\,\frac{1}{T}$ e ad

una distanza da esso $O O_1 = 273°$. È ovvio allora che la linea integratrice costruita con base unitaria sull' asse $O q$, che in

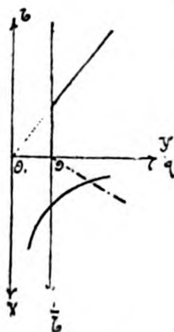


Fig. 35.

tal caso è anche l' asse O T, ed a partire dal punto O dell'area compresa fra l' iperbole e l' asse stesso dà la curva limite inferiore nel diagramma T, Δe.

Le $T = \phi(r)$ relative alle linee di livello rispetto al piano $p v$, comprese fra le due curve limiti, sono rette parallele all' asse $O r$ e quindi i valori di Δe corrispondenti sono dati da aree rettangolari.

La linea $\frac{1}{T} = \phi_3(r)$ relativa invece ai varî valori di T, compresi nel limite sopra accennato, è ancora un' iperbole equilatera rispetto agli assi $O_1 \frac{1}{T}$ ed $O O_1$ (fig. 34) e le varie aree rettangolari analoghe alla tratteggiata danno i valori di Δe per le varie isoterme comprese fra le curve limiti. Evidentemente se $O 1 =$ unità e $n K$ è parallela ad $1 M$ sarà $O K$ da aggiungere all' ascissa corrispondente della curva limite inferiore del diagramma $T - \Delta e$ per avere un punto della curva limite superiore.

Il passaggio dal diagramma $p v$ a quello $T - \Delta e$ riesce molto semplice col sussidio della linea $T = f(p)$ e supponendo una disposizione di assi come quella indicata dalla fig. 33 e che i valori di Δe siano riferiti al punto che ha per coordinate :

$$p = 0 \qquad v = \sigma \qquad T = 273°.$$

Abbiamo allora per la isoterma $a\,b$:

$$L = \text{area } a\,b\,V_b\,V_a\,; \quad \Delta E = \frac{1}{A} V_b\,M_b\,; \quad \Delta e = e_a\,e_b$$

$$Q = K_b\,M_b = \text{area } e_a\,a_1\,b_1\,e_b\,.$$

§ 7. Se il punto rappresentativo delle condizioni del vapore si porta dalla curva limite inferiore alla superiore lungo una linea di livello rispetto al piano $T\,v$, indi percorre un tratto della curva limite superiore per ritornare, lungo un'altra linea di livello, sulla curva limite inferiore e, lungo questa, al punto di partenza, si compie una trasformazione che ha per aree caratteristiche:

$$L = \text{area } a\,b\,c\,d \text{ (fig. 33)}\,; \quad \Delta E = 0\,; \quad \Delta e = 0\,.$$

Nel diagramma $T - \Delta e$ corrisponde alla $a\,b\,c\,d$ un' area $a_1\,b_1\,c_1\,d_1$ ed è:

$$\text{area } a\,b\,c\,d = \frac{1}{A}\,.\,\text{area } a_1\,b_1\,c_1\,d_1\,.$$

Le $a\,b$ ed $a_1\,b_1$ si incontrano in un punto B della $T=f(p)$, conducendo in esso la tangente ed indicando con α l' angolo di essa con l' asse $O\,p$ si ha:

$$\text{tg}\,\alpha = A\,\frac{a\,b}{a_1\,b_1}$$

e tirando da O la parallela O 1 a tale tangente:

$$O\,2 = T = 1 - 2\,\text{tg}\,\alpha = 1 - 2\,A\,\frac{a\,b}{a_1\,b_1}$$

e infine:

$$1 - 2 = \frac{T\,a_1\,b_1}{A\,.\,a\,b}$$

e poichè:

$$T\,.\,a_1\,b_1 = r$$

è ovvio che nota la linea $T = f(p)$ ed i valori di r corrispondenti a quelli di T si possono avere quelli corrispondenti di

ab e quindi i punti della curva limite superiore nel diagramma pv. E diremo che: « la lunghezza delle linee di livello, rispetto al piano pv, compresa fra le due curve limiti è quarta proporzionale geometrica fra l' equivalente meccanico del calore, il calore di vaporizzazione ad esse relativo e la lunghezza 1 — 2 ».

Notoriamente è questo il teorema enunciato e dimostrato in forma diversa dal Clapeyron.

§ 8. *Trasformazioni.* — Siano a ed e le proiezioni, sul piano pv, delle posizioni estreme, occupate dal punto rappresentativo delle condizioni del vapore, sopra una isoterma qualsiasi; sia e_1 tale che:

$$\frac{a_1 e_1}{a_1 b_1} = \frac{a e}{a b}$$

il corrispondente di e nel diagramma T, Δe. Sia $e d_1$ la proiezione su pv di una adiabata, $a d_1$ di una isodinama. Le aree caratteristiche della trasformazione ae sono evidentemente:

$$L = \text{area } a e V_e V_a ; \quad \Delta E = \text{area } e d_1 V_{d_1} V_e = \frac{1}{A} . V_e M_e ; \quad \Delta e = e_a e_e .$$

Se si divide la lunghezza ae in un numero di parti eguali fra loro e dai punti di divisione si conducono le adiabate ad incontrare l' isodinama $a d_1$, la differenza di due aree successive comprese fra le adiabate e l' asse O v è costante.

Per la trasformazione fe le aree caratteristiche sarebbero:

$$L = \text{area } f e V_e V_f ; \quad \Delta E = \text{area } e b V_b V_e = \frac{1}{A} (V_e M_e - V_f M_f) ; \quad \Delta e = e_f e_e$$

ed è naturalmente:

$$\text{area } h d_1 V_{d_1} V_h = \frac{1}{A} V_f M_f = \text{area } f l V_l V_f .$$

Se la linea mf rappresenta sul piano pv la proiezione di una linea di livello rispetto al piano pT ed m_1 è il punto corrispondente di m nel diagramma T — Δe sono:

$$L = 0 ; \quad \Delta E = \text{area } f l V_l V_f ; \quad \Delta e = e_m e_f$$

ed è anche:

$$\Delta E = \frac{1}{A} . M_m M_f .$$

Se su $e_m e_f$ si costruisce la linea integratrice dell' area $e_m m_1 f_1 e_f$, con base unitaria, la sua ordinata massima è eguale ai $M_m M_f$ e si può tracciare la linea $T = \varphi(Q)$ relativa alla trasformazione fm.

Se nel movimento del punto che rappresenta le condizioni del vapore si ha $\Delta E = 0$ il vapore compie una trasformazione isodinama: se f è la proiezione nel piano pv del punto iniziale di questa, si ponno ottenere gli altri punti come segue: si voglia p. es. il punto posto sulla II; si tira da N_f la parallela ad Ov ad incontrare la $N N_1$; l' ascissa del punto di incontro dà il valore di v relativo al punto cercato; la parallela condotta da esso alla Op incontra appunto la II in un punto B dell' isodinama passante per f. Se h_1 è il corrispondente di h nel diagramma $T - \Delta e$ le aree caratteristiche della trasformazione fh sono:

$$L = \text{area } f h V_h V_f ; \quad \Delta E = 0 ; \quad \Delta e = e_f e_h$$

ed è evidentemente:

$$\text{area } f_1 h_1 e_h e_f = A . \text{area } f_1 h V_h V_f .$$

Sia ora fl la proiezione sul piano pv di una linea avente per aree caratteristiche:

$$L = \text{area } f l V_l V_f ; \quad - \Delta E = \text{area } f l V_l V_f ; \quad \Delta e = 0$$

i suoi punti si determinano rammentando che nel diagramma $T - \Delta e$ la trasformazione è rappresentata da una retta parallela all' asse O T. In generale interessa di avere sempre il punto estremo di ogni trasformazione: nel caso attuale il volume specifico del vapore alla fine dell' espansione adiabata supposta la pressione finale data da V_a II. Si prolunga allora la II II fino ad incontrare la $T = f(p)$, e dal punto di incontro si conduce la verticale sulla quale si segna il punto l_1. Si divide quindi la II II in due parti tali che sia:

$$\frac{\text{II}\, l}{\text{II II}} = \frac{\text{II}_1\, l_1}{\text{II}_1\, \text{II}_1} ;$$

il punto l così ottenuto è il cercato. In modo analogo si hanno gli altri punti e quindi la vera proiezione sul piano pv di qualsiasi adiabata. Risulta subito dalla figura che in una trasformazione adiabata positiva prossima alla curva limite superiore il titolo del vapore diminuisce ed il contrario avviene per le adiabate prossime alla curva limite inferiore. Volendo mantenere costante il titolo del vapore devesi nel primo caso avere, per la trasformazione, $\Delta e > 0$ nel secondo $\Delta e < 0$.

Le curve limiti rappresentano traiettorie e quindi trasformazioni a titolo costante; quelle intermedie si hanno dividendo in un numero eguale di parti le linee di livello rispetto ai piani $T\,v$ e $p\,v$ ed unendo fra loro i punti di divisione corrispondenti. Evidentemente le tangenti a tali linee nel loro punto di incontro con una linea di livello qualsiasi rispetto al piano $T\,v$ escono da uno stesso punto.

Se si considera la trasformazione $b\,o$ sulla curva limite superiore e $b\,y$ ed $o\,y$ sono rispettivamente un' adiabata ed un' isodinama, le aree caratteristiche della trasformazione $b\,o$ sono evidentemente :

$$L = b\,o\,V_o\,V_b\,; \quad -\Delta E = \text{area}\; b\,y\,V_y\,V_b\,; \quad \Delta e = e_b\,e_o$$

ed è :

$$Q = A\,.\,\text{area}\; b\,o\,V_o\,V_y\,y = \text{area}\; b_1\,o_1\,e_o\,e_b\,.$$

§ 9. *Efflusso dei vapori.* — Relativamente all' efflusso del vapore d' acqua valgono le stesse conclusioni alle quali si è arrivati nel caso dei gas. Se $O\,V_a$ (fig. 36) è il volume del peso

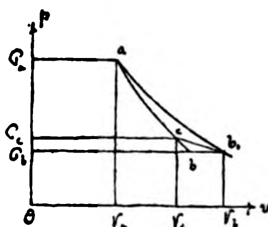


Fig. 36.

unitario di vapore ed $O\,P_a$ la sua pressione, $O\,P_b$ la pressione dell' ambiente nel quale il vapore si scarica $a\,b$ la linea di

espansione, W_b la velocità del vapore nella sezione finale del tubo di efflusso, e questo risponde ai requisiti già esposti è:

$$\frac{W^2_b}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b\ .$$

Le aree delle sezioni successive del tubo di efflusso si determinano pure seguendo il metodo esposto. Il valore del coefficiente k per vapore saturo asciutto è maggiore che non per i gas: il valore massimo dell'angolo $P_m\, c\, s$ (fig. 26) si ha per un valore di p minore giacchè la linea $a\, b$ di espansione è per il vapore d'acqua e rispetto all'asse $O\,p$ più inclinata che non quella di un gas. Mano mano che il titolo iniziale del vapore diminuisce il valore di k aumenta mentre nei gas è sempre costante.

Ne consegue che un tubo disegnato per effluire vapore saturo asciutto all'inizio, non può adoperarsi per vapore, alla stessa pressione iniziale si intende, ma umido, se non con perdite.

Diremo rendimento di un tubo di efflusso il rapporto fra la forza viva posseduta dal vapore nella sezione finale di esso e l'area $P_a\, a\, b\, P_b$ quando a rappresenti la condizione iniziale del vapore e $a\, b$ sia una linea adiabata. Se $a\, b_1$ è la linea di espansione che si verifica per effetto delle resistenze di attrito ed $a\, b$ è l'adiabata, tale rendimento è dato da:

$$\frac{\text{area } P_a\, a\, b_1\, P_b - \text{area } a\, b_1\, V_{b_1}\, V_c\, c}{\text{area } P_a\, a\, b_1\, P_b}$$

ed è tanto minore quanto più il punto b_1 si trova, alla destra, e distante da b. Viceversa il titolo corrispondente al punto b_1 è maggiore di quello corrispondente a b e, per alcune applicazioni questo è un vantaggio che compensa in parte la diminuzione di rendimento.

Se si suppone nel tubo di efflusso un brusco e sensibile aumento di sezione (fig. 37) e W_a è la velocità del vapore nella sezione α e W_b in quella allargata, la forza viva perduta dal vapore si trasforma evidentemente in calore. Se inizialmente il vapore è saturo asciutto ed è $a\, b$ (fig. 38) la linea di espansione è:

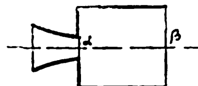


Fig. 37.

$$\frac{W^2_a}{2g}(1 + \varphi) = \text{area } a\, b\, P_b\, P_a\ .$$

il punto l così otten[illegible] con base $\frac{1}{A}$ la linea integra-
gli altri punti e qui[illegible]
qualsiasi adiabata. [illegible] ascissa massima di essa divisa per
sformazione adiaba[illegible]
riore il titolo del [illegible]
per le adiabate [illegible]
mantenere cost[illegible]
avere, per la [illegible]

Le curv[illegible]
mazioni a ti[illegible]
in un num[illegible]
piani $T v$ [illegible]
denti. E[illegible]
incontr[illegible]
$T v$ es[illegible]

Fig. 38.

[illegible]

sup[illegible] sarebbe le calorie corrispondenti alla diminuita forza
un[illegible] $W_b = 0$. Se invece:
so[illegible]

$$\frac{W^2_b}{2g} = \text{area } P_b\, b\, c\, P_c$$

[illegible] corrispondenti alla diminuzione di forza viva sareb-
[illegible] dalla ascissa massima della linea integratrice l'area
[illegible] costruita con base $\frac{1}{A}$, e divisa per $1 + \phi$.

Tali calorie vengono somministrate al vapore quando esso
si trova nelle condizioni rappresentate dal punto b. Se:

$$K_n V_n = A \,.\, \text{area } m\, b\, V_b\, O_1 \; ; \quad V_n M_n = \rho_b$$

la lunghezza $K_b M_b$ ci dà le calorie di vaporizzazione che pos-
sederebbe il vapore nelle condizioni rappresentate dal punto b.
Se dal punto M_b si conduce la parallela alla $O_1 K_n$ la lunghezza
$B M_n$ rappresenta le calorie necessarie per portare il punto b
alla curva limite superiore. Ora due casi possono darsi: o le
calorie date dall'ascissa massima della linea integratrice l'area
$P_b\, b\, c\, P_c$ e divisa per $1 + \phi$ sono minori di $B M_n$ ed allora è
facile avere la nuova posizione d del punto b ossia il titolo

del vapore dopo l' urto portando tale ascissa da B in E, tirando E M_d parallela a M_b B ed M_d *d* verticale; oppure è:

$$\frac{A}{1+\varphi} \cdot \text{area } P_a\, a\, c\, P_c > M_u\, B$$

ed allora le calorie

$$\frac{A}{1+\varphi} \text{ area } P_a\, a\, c\, P_c - M_n\, B$$

surriscaldano il vapore.

§ 10. *Efflusso dell' acqua surriscaldata.* — Se il punto *a*, che rappresenta le condizioni iniziali del vapore prima di attraversare il tubo di efflusso, si trova sulla curva limite inferiore, il fluido effluente è inizialmente dell' acqua alla temperatura T_a e pressione p_a. Ammettendo allora che l' efflusso sia caratterizzato da $\Delta e = 0$, la linea *a b* (fig. 39) è un' adiabata,

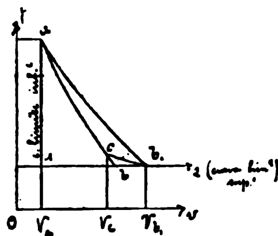


Fig. 39.

nella bocca di efflusso del tubo, ammesso vi si formi la pressione O P_b si ha del vapore umido al titolo $\frac{1\, b}{1\, 2}$. E se W_b è la velocità della miscela è

$$\frac{W^2_b}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b\,.$$

Se si tien conto delle resistenze di attrito ed $a\, b_1$ è la vera linea di espansione è:

$$\frac{W^2_b}{2g} = \text{area } P_a\, a\, b\, P_b - \text{area } a\, b_1\, V_{b_1}\, V_c\, c\,.$$

Le sezioni successive del tubo di efflusso si determinano con la solita costruzione, il valore di k è maggiore che non per i vapori saturi ed il suo vapore varia con la pressione iniziale dell' acqua. Contrariamente a quanto venne fino ad ora ammesso dai tecnini, che studiarono il problema dell' efflusso di acqua nelle condizioni rappresentate dai punti della curva limite inferiore, si verificano le stesse leggi che regolano l' efflusso dei gas e dei vapori. Le esperienze del Sauvage [1]) e dell' Ing. Guzzi [2]), che davano dei pesi effluenti molto superiori a quelli teorici calcolati dallo Zeuner con formule non esatte, sono confermate.

IV.

Teoria grafica del vapore d' acqua surriscaldato.

§ 1. *Generalità.* — Quando il punto rappresentativo delle condizioni del vapore d' acqua trovasi nello spazio racchiuso fra la curva limite superiore e l' isoterma passante per il punto critico superiore, il vapore è surriscaldato. Fra le infinite linee percorrendo le quali si passa dallo stato di vapore saturo a quello di vapore surriscaldato attraversando la curva limite superiore, la pratica ha scelto le linee di livello rispetto al piano T v.

L' andamento della superficie $f(p, v, T) = 0$ per la zona che corrisponde allo stato di vapore surriscaldato non è completamente ed esattamente noto, ma si può immaginare trattandosi di una zona che serve di raccordo fra due zone ad andamento conosciuto. È intuitivo che se le linee di livello rispetto al piano $p\,v$ della zona posta sopra la isoterma critica sono delle iperboli equilatere, per la zona che corrisponde allo stato di vapore surriscaldato non potranno essere linee molto diverse da esse: secondo le esperienze del Prof. Battelli e le ricerche di Tumlirz, tali linee sarebbero pure iperboli equilatere riferite però ad un sistema d' assi O p_1 ed O v_1 tale

1) Annales des Mines 1892, Tomo 2°, pag. 197.
2) Rendiconti dell' Istituto Lombardo, 1888.

che $p_1 = p$; $v_1 = v + 0,0084$. La costante sarebbe data da 0,00452 T. Osserviamo che il coefficiente di T è pressochè eguale alla somma delle due costanti relative all' idrogeno ed all' ossigeno e determinate dal Regnault.

Si intende che p è espresso in atmosfere, v in metri cubi per chilogramma.

Le linee di livello rispetto al piano v T sarebbero delle rette uscenti dall' asse O v_1 e pure rette uscenti dall' asse O p sarebbero quelle rispetto al piano p T.

Dunque la nostra superficie nella zona che comprende lo stato di vapore d' acqua surriscaldato è un paraboloide iperbolico rispetto ai tre assi O v_1, O p ed O T.

La proprietà geometrica che lega le sue coordinate è dunque quella già esposta per i gas (fig. 40) dove O $c = v + 0,0084$ e O $b = 0,00452$.

§ 2. Diremo dunque che le coordinate dei punti di una linea di livello rispetto al piano v T sono individuate dalla famiglia di circonferenze aventi per asse radicale $a\,b$ (fig. 40).

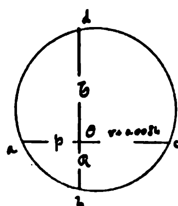


Fig. 40.

Sia ora $a\,b$ (fig. 41) la retta che rappresenta la proiezione sul piano $p\,v$ di una trasformazione a pressione costante. Da b si tiri l' adiabata $b\,c$ e da a l' isodinama $a\,c$; le aree caratteristiche della trasformazione $a\,b$ sono evidentemente:

$$L = \text{area } a\,b\,V_b\,V_a\,; \quad \Delta\,E = \text{area } b\,c\,V_c\,V_b$$

$$\Delta\,e = e_a\,e_b$$

ed è:

$$Q = A\,.\,\text{area } a\,b\,c\,V_c\,V_a = \text{area } a_1\,b_1\,e_b\,e_a\,.$$

Se f è il punto di incontro di $a b$ con la curva limite superiore, le aree caratteristiche della trasformazione $f a$ sono:

$$L = \text{area}\ f a V_a V_f\,; \quad \Delta E = \text{area}\ a l V_l V_a\,; \quad \Delta e = e_f e_a$$

ed è

$$Q = A\ .\ \text{area}\ f a l V_l V_f = \text{area}\ f_1 a_1 e_a e_f\,.$$

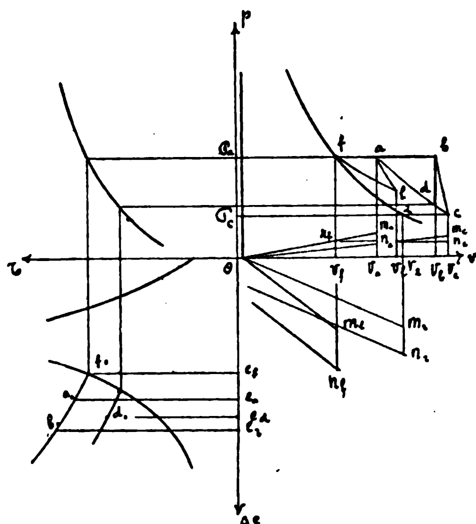


Fig. 41.

L' energia interna posseduta dal vapore in a è data da:

$$\frac{1}{A}\,(q_f + \rho_f) + \text{area}\ a l V_l V_a\,.$$

Il valore dell' area L è in tale trasformazione proporzionale all' incremento dell' ordinata T, non altrettanto avviene dell' area Δ E: la linea $T = \phi\,(Q)$ non è una retta, ma una curva che si può ottenere facilmente quando si conoscano i calori specifici del vapore surriscaldato alle varie temperature [1]).

1) La costanza del calore specifico a pressione costante del vapore surriscaldato venne per comodità di ricerca supposta da vari autori in seguito alle esperienze di Regnault. Il suo valore medio accettato era 0,4805. Nel 1883 le esperienze del Mallard e Le Chatellier facevano concludere che il valore del calore specifico del vapore surriscaldato variava con t e quindi con T come le ordinate di una retta le cui costanti ven-

Se la retta 1 — 2 (fig. 42) dà la variazione di c_p con T, la linea integratrice l'area $1\ 2\ T_b\ T_a$ costruita con base unitaria dà evidentemente la linea cercata.

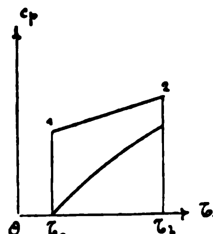


Fig. 42.

Le aree caratteristiche della trasformazione adiabata $b\,c$ sono date da:

$$L = \text{area } b\,c\,V_c\,V_b\,; \quad -\Delta E = \text{area } b\,c\,V_c\,V_b\,; \quad \Delta e = 0\,.$$

Se si indica con c_{pm} la lunghezza che rappresenta l'ordinata media della linea 1 — 2 (fig. 42) si ha:

$$\text{area } a\,b\,c\,V_c\,V_a = \frac{c_{pm}}{A}(T_b - T_a) = \frac{c_{pm}}{45{,}2\,A}\,p_a\,(v_b - v_a)$$

e quindi:

$$\text{area } b\,c\,V_c\,V_b = \frac{c_{pm}}{45{,}2\,A}\,p_a\,(v_b - v_a) - \text{area } a\,b\,V_b\,V_a$$

ed infine:

$$\text{area } b\,c\,V_c\,V_b = \frac{p_b\,v_b - p_a\,v_a}{\dfrac{c_{pm}}{c_{pm} - 45{,}2\,A} - 1}$$

Se si ammette che le coordinate della $b\,c$ soddisfino all'equazione generale:

$$p\,v^{\delta} = \text{costante}$$

nero variate in seguito alle ricerche del Sarrau & Vieille. Esperienze recentissime del Prof. Lorenz permettono di concludere che: a pari surriscaldamento il valore del calore specifico a pressione costante del vapore d'acqua surriscaldato aumenta con la pressione; a pari pressione esso diminuisce col crescere del surriscaldamento.

ossia che l'area $b\,c\,V_c\,V_b$ possa esprimersi con la relazione:

$$\frac{1}{\delta - 1}\,(p_b\,v_b - p_c\,v_c)$$

è ovvio che se:

$$\delta = \frac{c_{pm}}{c_{pm} - 45{,}2\,A}$$

si ha:

$$p_c\,v_c = p_a\,v_a\,.$$

E cioè ammesso per δ quel valore, la isodinama $a\,c$ è una iperbole equilatera e sta la reciproca. Per $c_{pm} = 0{,}48$ sarebbe $\delta = 1{,}28$; per $c_{pm} = 0{,}6$ (forti surriscaldamenti), si avrebbe $\delta = 1{,}21$. Il rapporto fra le aree $P_a\,b\,c\,P_c$ e $b\,c\,V_c\,V_b$ diminuisce con l'allontarsi di b dalla curva limite superiore.

Con i surriscaldamenti ed i salti di pressione usati in pratica la bc taglia sempre la curva limite superiore: il punto di incontro può aversi sempre o dall'incrocio delle linee $T = f(p)$ relative alla curva limite superiore ed all'adiabata (per quella relativa a quest'ultima il tracciamento si fa seguendo il metodo esposto per i gas), o dal diagramma $T - \Delta\,e$.

Le linee per le quali è l'area caratteristica $\Delta\,E = 0$ possono tracciarsi con esattezza quando sia noto l'andamento della famiglia di curve $T = \Phi\,(Q)$ relativa alle varie linee di livello rispetto al piano $T\,v$. Se a è il punto iniziale dell'isodinama il calore corrispondente all'energia interna posseduta in a dal vapore è dato da (fig. 41):

$$V_f\,N_f + S_a - M_a\,N_a\,.$$

se S_a sono le calorie di surriscaldamento. Per il punto c deve essere:

$$V_c\,N_c + S_c - M_c\,N_c = V_f\,N_f + S_a - M_a\,N_a$$

e la sua determinazione è quindi facile. La proiezione della linea di livello rispetto al piano $p\,v$ e passante per a è evidentemente sopra la $a\,c$ e cioè: in una espansione isodinama si ha una diminuzione di temperatura tanto minore quanto

più a è lontano dalla curva limite superiore. Le aree caratteristiche della trasformazione ac sono quindi:

$$L = \text{area } a\,c\,V_c\,V_a; \quad \Delta E = 0; \quad \Delta e = e_a\,e_c.$$

Sia bd (fig. 41) la proiezione sul piano pv di una linea di livello rispetto al piano pT; se bc è un'adiabata e dc una isodinama, le aree caratteristiche della trasformazione bd sono evidentemente:

$$L = 0; \quad -\Delta E = \text{area } b\,c\,V_c\,V_b; \quad -\Delta e = e_b\,e_d.$$

Se c_{pm} e c_{vm} sono i calori specifici medi delle due trasformazioni bd ed ab si ha:

$$c_{pm}(T_b - T_a) = c_{vm}(T_b - T_d) + 45{,}2\,A\,(T_b - T_a)$$

ed infine:

$$c_{pm} - c_{vm}\frac{T_b - T_d}{T_b - T_a} = 45{,}2\,A$$

per forti surriscaldamenti si ha $T_d = T_a$ e quindi

$$c_{pm} - c_{vm} = 45{,}2\,A$$

relazione analoga a quella veduta per i gas.

§ 3. *Efflusso dei vapori surriscaldati.* — Non ripeteremo quanto venne esposto a proposito dei gas e dei vapori saturi e che vale naturalmente per i vapori surriscaldati. Osserviamo solo che la linea di espansione del vapore, se il valore della pressione di scarico è quello della pratica corrente, taglia la curva limite superiore e che cioè esiste nel tubo attraverso il quale avviene l'efflusso una sezione nella quale il vapore diviene saturo asciutto. Chiameremo tale sezione: *sezione limite.*

Al problema dell'efflusso dei vapori in genere e di quelli surriscaldati in ispecie si collegano quelle che diremo *trasformazioni a calore costante.*

Se del vapore ad una pressione iniziale OP_a e ad una temperatura T_a passa attraverso una valvola e si scarica in un

ambiente nel quale la pressione è O P_m ed è $a\,m$ (fig. 43) la linea secondo la quale il vapore si espande attraverso la valvola e W_1 la velocità assunta dal vapore è:

$$\frac{W_1^2}{2g} = \text{area } a\,m\,P_m\,P_a$$

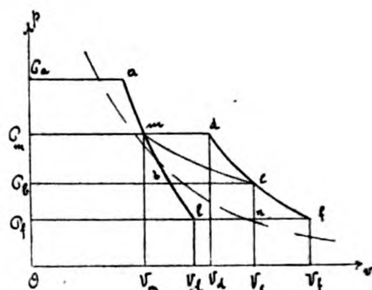


Fig. 43.

e le calorie date da A . area $a\,m\,P_m\,P_a$ vengono somministrate al vapore che si trova nella condizione m. Per effetto di tale somministrazione il punto m si sposta su una linea di livello rispetto al piano T v e si porta in una posizione di cui d è la proiezione che dipende da quella di m e dal valore dell'area $a\,m\,P_m\,P_a$.

Se dal punto d si conduce un' adiabata $d\,e$ e da m una isodinama $m\,e$ è evidentemente:

$$\text{area } m\,d\,e\,V_e\,V_m = \text{area } P_a\,a\,m\,P_m\,.$$

Il vapore espandendosi adiabaticamente attraverso un tubo di efflusso acquista nella sezione finale di questo una velocità W_2 e sarà:

$$\frac{W_2^2}{2g} = \text{area } P_m\,d\,e\,P_e\,.$$

Se invece il vapore effluisse attraverso un tubo con il salto di pressione O P_a — O P_e, la velocità nella sezione finale di esso sarà W, e:

$$\frac{W^2}{2g} = \text{area } a\,b\,P_e\,P_a$$

evidentemente :

$$\text{area } P_a\, a\, b\, P_e > \text{area } P_m\, d\, e\, P_e$$

quindi :

$$W_1 < W$$

nel vapore rimane come energia interna l' area $m\, b\, e\, V_e\, V_m$.

Se invece la pressione finale è $O P_f$ sarebbe:

$$\frac{W^2}{2g} = \text{area } P_a\, a\, l\, P_f\,; \qquad \frac{W_1^2}{2g} = \text{area } P_m\, d\, f\, P_f$$

quindi :

$$\frac{W^2 - W_1^2}{2g} = \text{area } m\, l\, n\, V_e\, V_m - \text{area } e\, n\, f\,.$$

Tale differenza rappresenta evidentemente la perdita che ha in un tubo di efflusso quando si strozzi il vapore prima ammetterlo al tubo stesso.

§ 4. *I vantaggi del surriscaldamento.* — Sia $a\,b\,c\,d$ la oiezione sul piano $p\,v$ di un ciclo svolto con vapore saturo

Fig. 44.

ido e sia $a\,b$ (fig. 44) una linea adiabata. Il suo rendimento mico è dato da :

$$1 - \frac{K_b\, N_b}{K_a\, N_a} = \frac{\text{area } a_1\, b_1\, c_1\, d_1}{\text{area } a_1\, e_a\, e_c\, c_1\, d_1}$$

ed è tanto maggiore quanto più piccolo è il valore di $K_b N_b$ ed elevato quello di $K_a N_a$ ossia quanto maggiore è il titolo del vapore in *a* e minore è in corrispondenza, quello in *b*, ossia quanto più il punto *a* è vicino alla curva limite superiore.

Il rendimento termico del ciclo *d m n c* svolto con vapore surriscaldato è dato da:

$$1 - \frac{K_b N_b}{K_1 N_1 + c_{pm}(T_m - T_1)} = \frac{\text{area } c_1 d_1 m_1 r_1}{\text{area } e_c c_1 d_1 m_1 e_0}$$

ed è maggiore di quello del ciclo precedente e tanto maggiore quanto più forte è il surriscaldamento.

Sia ancora (fig. 45) *a b* la linea di espansione adiabata che completa un ciclo *d a b c* ed *e* il suo punto di incontro con la

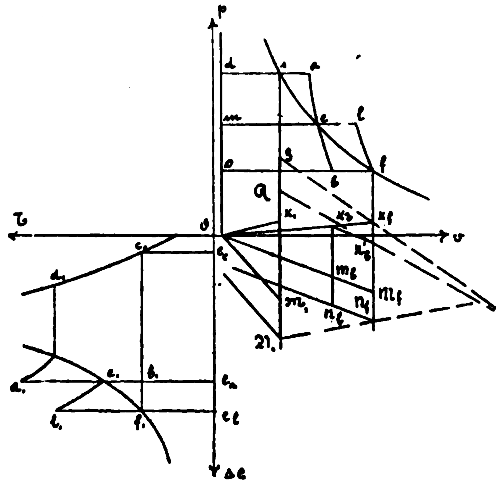


Fig. 45.

curva limite superiore. Si supponga nel punto *e* di somministrare del calore in quantità tale da portare il punto *e* lungo la linea di livello rispetto al piano T *v* passante per esso fino ad incontrare l' adiabata condotta da *f*.

Il rendimento del ciclo *m l f c* è maggiore di quello del ciclo *m e b c* mentre quello del ciclo *d a e l f c* è maggiore del rendimento del ciclo *d a b c* se:

$$\frac{K_f N_f}{K_b N_b} < \frac{(T_a - T_1)\, c_{pm} + (T_1 - T_e)\, c'_{pm} + K_1 N_1}{(T_a - T_1)\, c_{pm} + K_1 N_1}$$

o se:

$$\frac{\text{area } e_1 \, l_1 \, f_1 \, b_1}{\text{area } e_2 \, e_1 \, l_1 \, e_1} > \frac{\text{area } d_1 \, a_1 \, b_1 \, c_1}{\text{area } e_c \, c_1 \, d_1 \, a_1 \, e_2}$$

o anche, se:

$$(T_2 - T_1) \, c_{pm} = K_1 \, R \; ; \quad (T_l - T_e) \, c'_{pm} = R \, S$$

quando:

$$\frac{K_f \, K'_b}{K'_b \, N_f} < \frac{R \, S}{R \, N_1} \, .$$

I due rendimenti saranno evidentemente eguali se le rette $S K_f$; $R K'_b$; $N_1 N_f$ si incontreranno in uno stesso punto. Se il punto di incontro di $S K_f$ con $N_1 N_f$ è alla destra di quello di $R K'_b$ con $N_1 N_f$ il rendimento del secondo ciclo è minore e viceversa.

Dunque è possibile aumentare il rendimento di un ciclo compiuto con vapore surriscaldato all' inizio dell' espansione, surriscaldando ancora il vapore quando esso diviene saturo asciutto e cioè dividendo in due il ciclo stesso. In un caso concreto si conoscono il valore della pressione di scarico del vapore e quindi $K_f N_f$, e la temperatura massima alla quale il vapore può lavorare nella macchina. Si segna allora l' isoterma $a_1 l_1$ e da f_1 si conduce l' adiabata ad incontrarla; di l_1 si trova il corrispondente l nel diagramma $p\,v$, da esso si traccia la parallela ad $O\,v$ fino ad incontrare la curva limite superiore in e si trova il punto e_1 corrispondente nel diagramma $T - \Delta e$. Si conduce l' adiabata $e_1 a_1$, si determina a e si ha la pressione iniziale del vapore. Il rendimento del ciclo $d\,a\,e\,l\,f\,c$ in tali condizioni è maggiore di quello del ciclo $a\,b\,c\,d$.

Se dunque sono soddisfatte le condizioni sopra esposte c'è convenienza a surriscaldare il vapore fra i due cilindri di una motrice a doppia espansione o, nel caso dei motori a turbina a fare espandere il vapore prima solo fino alla sezione limite, utilizzare il lavoro corrispondente, indi surriscaldare ancora il vapore fino alla temperatura di ammissione e completare l' espansione.

SOPRA IL FENOMENO DI HERTZ.

Esperienze di ATTILIO FILIPPINI.

La conoscenza del fenomeno di Hertz, nel quale si dimostra l'azione della luce ultravioletta su le scintille, malgrado le ricerche di tanti sperimentatori [1]), presenta sempre molteplici incertezze.

Non è nota ancora, per quello che io ne so, la condizione in cui le scintille offrono la massima sensibilità, ed è sempre dubbia l'esistenza del fenomeno inverso, nel quale la luce dovrebbe ostacolare il passaggio della scarica.

L'una e l'altra quistione ho procurato di rischiarare con alcune ricerche, che intendo riassumere in questa nota.

Senza preoccuparmi di interpretazioni teoriche, descriverò semplicemente le più sicure fra le esperienze da me eseguite.

*
* *

Impiegai, secondo i casi, due diversi rocchetti, con interruttore a martello.

Il primo, che chiamerò il *rocchetto grande,* è capace di dare con 16 volt nel primario una scintilla di 5 cm. fra palle di 3,5 cm. di diametro; il secondo *(rocchetto piccolo)* dà nelle stesse condizioni una scintilla di 3,5 cm.

*
* *

Esperienza 1.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Le sfere (A e B) dello spinterometro (di 3,5 cm.) si allontanano fino a 8,5 cm. una dall'altra.

Nell'intervallo si introduce una palla (C) di 4 cm., portata da un manico isolante, e la si accosta fino a toccare l'elettrodo B.

In queste condizioni la scarica passa.

1) Si veda per la bibliografia una nota di Stefanini e Magri, Rendic. R. Acc. d. Lincei, (5), XIII, 1° sem., 1904.

Se poi si fa muovere C, nella direzione B A, le scintille continuano a scoccare finchè la distanza fra B e C sia di 1 cm. circa. Procedendo innanzi la scarica cessa, e non riappare che nell' istante in cui si riduce ad 1 cm. la distanza fra C ed A.

Le scintille, che s' ottengono in questa esperienza sono bianche, discontinue e danno un suono secco ed aspro.

Esperienza 2.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Se la distanza (fissa) da A a B si prende notevolmente più grande i due poli si comportano in modo diverso. In prossimità dell' elettrodo *positivo* le cose vanno esattamente come prima; ma quando, allontanando la C dalla sferetta positiva, si arriva a spegnere la scintilla, non è possibile riaccenderla, se pure si vada vicini all' altro polo.

Facendo crescere ulteriormente la distanza A B non vi sono più scariche; solamente accostando la C a ciascuno elettrodo si ottengono fra la palla mobile e la fissa delle scintilline rosse, sottili, silenziose.

Esperienza 3.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Se la distanza (fissa) fra A e B scende al disotto di 6,7 cm. la scarica passa continuamente, qualunque sia la posizione di C.

Le scintille sono rosse o giallastre, abbondanti, quasi continue, e si fanno senza strepito. Riassumendo, nelle circostanze più complesse possiamo distinguere, col movimento di C, *tre regioni* differenti, *due laterali* e *una centrale,* nelle prime la scarica passa, nella centrale no.

Partendo da un intervallo A B molto grande, e facendolo man mano diminuire si ottengono i seguenti fenomeni:

a) le regioni laterali sono ridotte a zero,

b) la regione laterale positiva compare, la negativa è sempre nulla,

c) le due regioni laterali coesistono con la centrale,

d) le regioni laterali si toccano e la centrale è soppressa [1]).

1) La riuscita delle esperienze dipende in modo essenziale dalle dimensioni delle tre sfere. Mi propongo di pubblicare in altro luogo uno studio completo di questi fenomeni, indicando come si modifichino al variare di diversi parametri.

***

Esperienza 4.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Si toglie via la sfera mobile e si allontanano A e B fino ad interrompere le scariche.

La scintilla riappare immediatamente quando si tocchi l' elettrodo *positivo* con un corpo dielettrico (un bastone di vetro verniciato con lacca).

Se da principio A e B sono abbastanza vicini perchè la scarica passi, questa azione si manifesta ancora, nel senso che le scintille diventano regolari, frequenti, rosse e silenziose [1]).

Esperienza 5.ª — Nelle condizioni della esperienza prima, e per un valore non troppo grande dell' intervallo A B, il dielettrico accostato al polo positivo sopprime la regione centrale.

Esperienza 6.ª Nelle condizioni della esperienza seconda il dielettrico accostato al polo positivo fa comparire la regione laterale negativa.

In generale si può dire che l' effetto del dielettrico corrisponde a quello, che si ottiene avvicinando di un certo tratto gli elettrodi.

***

Esperienza 7.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Gli elettrodi A e B sono costituiti da punte; a 12 cm. di intervallo la scintilla cessa. Ma introducendo una terza punta (C) isolata si constata l' esistenza della regione laterale *negativa*.

Il dielettrico accostato successivamente ai due poli non ha effetto sensibile.

Esperienza 8.ª (Rocchetto piccolo, 6 Volt). — Gli elettrodi sono, come prima, formati da punte, la scintilla massima è di 6 mm.

Esistono le tre regioni e il dielettrico esercita la solita azione.

***

Esperienza 9.ª — Le scintille prodotte con lo spinterometro a tre punte o a tre palle sono ugualmente sensibili

1) Il fenomeno fu già osservato da Lussana e da altri.

alla luce ultravioletta, purchè l'apparecchio sia disposto in modo che le tre regioni appariscano nettamente spiegate.

Volendo adoperare come sorgente una scintilla è conveniente che questa sia abbastanza lunga, ma non soffra a sua volta l'azione della scarica passiva; ciò che si ottiene accostando all'elettrodo positivo dello spinterometro attivo un corpo dielettrico.

Per la dimostrazione del fenomeno di Hertz è dunque conveniente adottare la disposizione che segue.

I primarii dei due rocchetti si mettono in serie con una batteria di 8 accumulatori; degli interruttori uno solo è libero.

Il rocchetto grande fa funzionare lo spinterometro a tre palle (passivo) nelle condizioni della 1ª esperienza; e il rocchetto piccolo eccita invece lo spinterometro attivo, costituito da due sfere di 33 mm. La distanza esplosiva in quest'ultimo è di 8 mm. circa, e il polo positivo è armato di un bastone di vetro.

Nello spinterometro a tre palle la C viene disposta nella regione centrale.

Appena l'interruttore funziona si vedono scoccare le scintille passive (di 1 cm. e mezzo per parte); ma esse si interrompono se la luce della scintillina attiva viene schermata.

In tali condizioni il fenomeno di Hertz è visibile fino a 10 o 12 metri di distanza.

***

Esperienza 10.ª (Rocchetto grande, 16 Volt). — Si prende lo spinterometro a tre palle, e si mette a terra il polo negativo (A). Ciò posto se C parte da A non si osserva da principio nessuna scarica; a un certo punto le scintille appariscono, poi cessano e rimane solo fra C e B (positivo, isolato) una scintillina rossa e sottile.

Esperienze 11.ª — Scambiando i poli si osservano dei fenomeni simili.

Esperienza 12.ª — Se nelle condizioni dell'esperienza 10ª la C si scosta da A fino quasi al punto in cui le scin-

tille appariscono, e poi si avvicina uno schermo qualunque dielettrico o conduttore (isolato o no), la scarica passa.

Il fenomeno si presenta anche per distanze (fra lo spinterometro e lo schermo) di 15 o 20 cm.

Ho incontrato questi fatti cercando di rintracciare l'inversa dell'esperienza di Hertz, e non è impossibile che altri sperimentatori in circostanze simili siano stati tratti in inganno.

Nelle condizioni dell'esperienza 10ª lo spinterometro a 3 palle può rendersi *affatto insensibile* all'azione della luce ultravioletta; la scintilla attiva non riesce allora a stabilire le scariche. Queste si mostrano però introducendo lo schermo, è naturale dunque di pensare ad un effetto di impedimento; ma il fenomeno si presenta invece anche se lo schermo è portato dalla parte opposta e la scintilla attiva è soppressa.

Ciò non vuol dire, naturalmente, che in talune specialissime circostanze, come io stesso ebbi occasione di verificare, la luce ultravioletta e gli altri agenti non ostacolino in qualche modo il passaggio delle scariche.

Genova, Istituto Fisico della R. Università.
Agosto 1904.

SULL' INFLUENZA DELLA TEMPERATURA NELLA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA DEL LITIO,

del Dott. A. BERNINI [1]).

1). In uno studio di recente pubblicato [2]) sulla determinazione delle costanti magnetiche di alcuni metalli alcalini ebbi a notare come il fenomeno d' induzione, che si verifica con essi prima ancora degli effetti dovuti alle loro proprietà magnetiche quando si apre e si chiude il circuito di una elettrocalamita presso ai poli della quale sono sospesi, si rende assai meno manifesto pel litio che non pel sodio e pel potassio. Ed ammettendo che questo fenomeno, il quale pei suddetti metalli consiste, come sappiamo, in un allontanamento dai poli della elettrocalamita ad ogni chiusura del circuito, ed in un avvicinamento ad ogni apertura, dovesse essere per un dato campo funzione soltanto della massa, della densità e della conducibilità elettrica specifica del corpo che si prende in esame, avevo concluso col mettere in dubbio il valore della conducibilità elettrica specifica del litio determinato dal Matthiessen [3]), perchè, se così erano le cose, il fenomeno avrebbe dovuto per questo metallo manifestarsi in modo di gran lunga più evidente che non per gli altri due alcalini.

Che la determinazione del Matthiessen avesse bisogno d' una conferma, anche prescindendo da questa osservazione, lo avevo già altrove [4]) notato, accennando pure alle probabili cause d' errore in detta determinazione, quali la poca purezza del metallo, lo stabilire i contatti sotto l' olio, il metodo di misura non tanto adatto per resistenze piccolissime. Di più il Matthiessen stesso diceva che i fili sui quali sperimentava e che otteneva per compressione non avevano una sezione co-

1) Lavoro eseguito nel Laboratorio di fisica di Bologna diretto dal Prof. A. Righi.
2) N. Cimento, s. 5., vol. 7, 1904.
3) Pogg. Ann., Bd. 100, 1857.
4) N. Cimento, s. 5., vol. 6.

.. perciò un' altra volta accinto ad uno scrupoloso
,uel risultato cogli stessi metodi tenuti nelle ana-
. .ne sul sodio e sul potassio, se non che, per l'a-
.tio fuso sul vetro, la quale è tanto energica da
. . ne la rottura, avevo dopo varii tentativi desistito.
: questa nuova osservazione, che mi faceva apparire
. più interessante la ricerca, mi indusse a ritentare.
.. . avere almeno una idea grossolana del valore della resi-
... elettrica; e vi riuscii come esporrò in seguito.

Dico però subito che il mio risultato fu pressochè coincidente con quello del Matthiessen. E tale coincidenza mi portò a concludere che le mie considerazioni non erano giuste ed a riflettere che fra le funzioni determinanti il fenomeno di induzione v' entra anche il coefficiente di magnetizzazione. Ed allora, considerando che sebbene non si possa dare del fenomeno una esatta formula rappresentativa è indubitato ch'esso si rende tanto più manifesto quanto più piccolo è il coefficiente di magnetizzazione, il risultato osservato pel litio in confronto agli altri due alcalini era verosimile; essendo per questo il coefficiente di magnetizzazione assai più grande che per gli altri.

2). Per la misura delle resistenze adottai il solito metodo del doppio ponte di Thomson. Il metallo era parte di quello di cui avevo determinato la costante magnetica, e per sottoporlo alle necessarie misure operai nel modo seguente.

In un cannello calibrato di vetro del diametro di mm. 1,1 facevo passare un po' d' olio di vasellina, indi un piccolo batuffolo di cotone, il quale asportava l' olio lasciandone sulle pareti soltanto un velo sottilissimo, quasi sempre sufficiente per impedire l' azione del litio fuso sul vetro. Poscia, colle norme che tenevo pel riempimento dei tubi nello studio della magnetizzazione, ne riempivo del metallo un certo tratto, che applicavo ad una asticella di legno S, come appare dalla figura 1 rap-

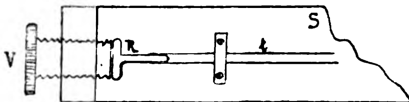


Fig. 1.

presentante una estremità sola del congegno, ove V è una vite che spinge a dolce fregamento entro al tubo con litio *t* un chiodo di rame R a larga testata. Lo stesso avviene dall' altra parte, sicchè dalla compressione dei due chiodi erano stabiliti i contatti, resi ancor più sicuri da una corta e sottilissima punta all' estremità dei chiodi stessi, la quale si configgeva nella massa metallica.

Ad eliminare poi i piccoli vuoti che si verificavano anche pel litio nel raffreddamento, i quali, pur essendo circa dello stesso ordine di grandezza di quelli del sodio e del potassio, e pur avendo, data la grande sezione del cannello, una influenza assai minore che per quelli, apportavano tuttavia un errore non trascurabile nel valore della resistenza elettrica, io stringevo le viti quando il metallo era ad una temperatura molto prossima a quella di fusione. Così facendo con un po' di pratica si riusciva ad eliminare completamente i vuoti; e siccome la compressione all' uopo necessaria era per la grande plasticità del metallo debolissima, non v' è da pensare che si potesse con essa alterare il valore della conducibilità elettrica.

Così preparato il cannello veniva levato dal sostegno, e posto colle estremità in due pozzetti di mercurio, ove facevano capo i fili di comunicazione cogli apparecchi di misura.

Le mie prime determinazioni mi diedero, come dissi, risultati coincidenti con quello del Matthiessen, e diffatti alla temperatura ambiente (dai 17 ai 20 gradi) trovai, riferendomi alla resistenza del mercurio a zero calcolata in unità assolute, una media di 0.093714 per la resistenza specifica, a cui corrisponde il valore 10,66 per la conducibilità. Quello del Matthiessen a 20°, calcolato in modo da poterlo confrontare col mio, è 10,69.

Ma il valore da me trovato conteneva l' errore dovuto al velo d' olio. Onde avere un' idea esatta di tale errore feci parecchie serie di esperienze con mercurio sopra tubi diversi e su diversi tratti d' uno stesso tubo, sia quando v' era il velo d' olio, sia quando le pareti erano perfettamente pulite. Le differenze trovate nei valori delle resistenze, tanto più piccole quanto più il tubo aveva grande sezione, erano abbastanza concordanti per tratti uguali d' uno stesso tubo; e per quelli

del diametro da me usato ebbi una media del 5,65 °|₀. Apportando dunque alle resistenze del mercurio calcolate in valore assoluto una tale correzione, o pure sperimentando in identiche condizioni sia con mercurio, a cui si riferiscono i risultati per le resistenze specifiche che con litio, si comprende come si potesse pervenire ad un sufficiente grado di esattezza nelle determinazioni.

3). In base a ciò ritenni allora opportuno estendere le mie esperienze anche alla ricerca dei coefficienti di temperatura sia allo stato solido che allo stato liquido, che ancora non erano stati determinati.

A tale scopo il tubo veniva applicato ad un altro sostegno S', come appare dalla figura 2, in cui *t* è il tubo con litio, R e R' sono i chiodi di rame, T e T' sono due tappi di amianto, A e B due tubi contenenti mercurio a cui fanno capo i fili di comunicazione, e G il termometro.

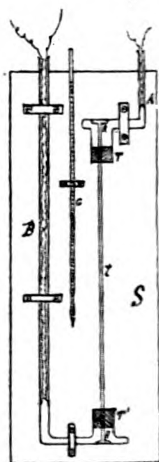


Fig. 2.

L'intero apparecchio era poi immerso nel solito bagno ad olio di vasellina.

Il primo tubo con cui sperimentai era lungo 126 mm., e la resistenza del litio in esso contenuto, sottratta quella dei chiodi di rame, era alla temperatura ambiente di 0,012089 Ohm prima della eliminazione dei vuoti, e diventò 0,011571 Ohm dopo tale operazione. Fin da principio notai che, quando si sperimentava a temperature inferiori a quella di fusione (τ), i valori della resistenza (r) al crescere della temperatura restavano coincidenti con quelli che si avevano quando la temperatura diminuiva, ma oltrepassando la τ ciò non si verificava più, come si può notare dalle seguenti tabelle, che riportano i risultati delle prime esperienze:

TABELLA I.

t	r
18,25	0,011493
30	0,012118
49,75	0,012933
78,25	0.014387
92,25	0,015255
123,75	0,016699
140	0,017500

TABELLA II.

t	r
18,75	0,011571
40,5	0,012643
61,75	0,013534
90,25	0,015094
116	0,016399
144,25	0,017223
171,5	0,0188404
176	0,0191121
177,75	**fusione**
186,5	0,0432878
198,25	0,0448414
212	0,0463933
231,75	0,048001
218	0,04728
204,25	0,045413
183,5	0,043118
178,25	**solidificaz.**
175	0,020153
140	0,018900
121,5	0,017787
90,5	0,016932

Riscaldando poi ancora il tubo si avevano, come appare alla seguente tabella 3, i risultati coincidenti per le temperature al di sopra della r, mentre riscendendo i valori erano i nuovo differenti.

TABELLA III.

t	r	t	r	t	r
17,25	0,014623	183,25	0,043443	154	0,020083
42,75	0,015443	206,5	0,045681	121,5	0,019522
90,5	0,016773	219,75	0,047077	98,75	0,018279
120,5	0,018223	233	0,048113	70	0,017002
160,25	0,01936	203,25	0.045681	45,25	0,016118
174	0,020113	177,75	**solidificaz.**		
178	**fusione**				

Mi nacque perciò il dubbio che tale metallo presentasse elle anomalie, quali presenta per esempio anche il bismuto, seconda del modo con cui viene raffreddato. Ma, avendo

poi levato il tubo dal bagno, mi accorsi che la sconcordanza dei risultati era dovuta alla formazione di vuoti lungo la colonna metallica, mentre alle due estremità il metallo si era interposto fra i chiodi di rame ed il vetro.

Ciò si verificava ogni qualvolta si oltrepassava la τ; e, non sapendo come altrimenti ovviare a tale inconveniente, trovavo spiccio, dopo aver fatto su d' un tubo le possibili determinazioni, accorciarlo alle due estremità.

Ripetute poi su di esso le operazioni per la eliminazione dei vuoti lo risottoponevo di nuovo alle esperienze.

4). I tubi sui quali feci parecchie serie d' esperienze furono tre della stessa lunghezza all' incirca per essere applicato agli stessi sostegni, e con colonne di litio presso a poco pure della stessa lunghezza. Venivano poi accorciati ugualmente per la stessa ragione.

Espongo per brevità soltanto alcune delle tabelle ricavate dal secondo e dal terzo tubo. In esse i valori della resistenza specifica ρ sono stati ricavati dopo aver apportato ai valori della resistenza la correzione dovuta al velo d' olio e quella dovuta alla dilatazione del vetro.

Tabella IV.

TUBO II mm. 118

t	ρ
19	0,095532
42,25	0,107899
69,75	0,115533
88,25	0,124676
115	0,136803
149,75	0,147002
171	0,155893
195,25	0,137322
70,5	0,117000
36	0,103281

Tabella V.

TUBO II mm. 118

t	ρ
21,25	0,098134
39	0,104926
59,75	0,112234
87,25	0,124878
139	0,144657
161,25	0,152342
176	0,158321
184,75	0,406002
201,25	0,422989
228,75	0,452603
196	0,418256
181	0,405553
177,5	**solidificaz.**

Tabella VI.

TUBO II mm. 92

t	ρ
20	0,096734
0	0,089752
20,25	0,097113
6	0,107931
89,75	0,124878
114	0,134653
129	0,141125
157	0,151976
130	0,140976
0	0,088838

TABELLA VII

TUBO II mm. 92			
t	ρ	t	ρ
18,75	0,095562	178,25	fusione
49,25	0,108840	186	0,409231
86	0,116643	200,25	0,428753
93,5	0,126632	217	0,443250
127,75	0,139873	232,25	0,456321
161,5	0,151230	178	solidificaz.
174,5	0,157325		

TABELLA VIII.

TUBO III mm. 128	
t	ρ
18,25	0,096000
41,5	0,108034
60	0,113834
77,75	0,118934
68,25	0,130083
121	0,136425
160,5	0,152965
112,75	0,13142
86	0,125745
40,5	0,107565
21,5	0,098633
0	0,089988

TABELLA IX.

TUBO III mm. 128	
t	ρ
18,75	0,096875
0	0,088913
39,25	0,104935
56	0,111312
78,5	0,119325
94	0,127132
121,25	0,135921
149	0,146661
167,75	0,153634
175	0,157916
178	fusione
181	0,402933
199,5	0,430012
219	0,444988
233,5	0,458281
207,75	0,435525
190,5	0,418586
182,5	0,403368
177,5	solidificaz.

TABELLA X.

TUBO III mm. 99	
t	ρ
21	0,097953
112,5	0,130862
170	0,153000
112	0,131748
20,5	0,098831

Quest' ultima tabella è stata ricavata sperimentando col tubo entro una stufa anzichè entro il bagno.

Oltre che la soddisfacente concordanza dei valori della ρ, e suesposte tabelle dimostrano pure come il litio aumenti for-emente la sua resistenza elettrica al cambiamento di stato più i quanto non aumentino il sodio ed il potassio.

Tale aumento nonostante la sezione relativamente grande del cannello avveniva in modo abbastanza brusco da poterne determinare con un po' di pratica esattamente le temperature.

Col primo e coll' ultimo tubo eseguii anzi all' uopo parecchie determinazioni, che espongo col complesso delle altre osservate nella seguente tabella:

TABELLA XI.

TUBO A		TUBO B		TUBO C	
Ins.	Solid.	Ins.	Solid.	Ins.	Solid.
177,75	178,25	178,25	177,5	178	177,7
178	177,75	178	177,75	178,6	177,5
178,25	178	178,25	177,5	178,25	179,9
178	177,75	178,1	177,9	178	178,2
178,1	178	177,75	177,75	178,25	178
178,5	178,25			178	177,5
178,6	177,9			178,5	177,75
	178			178	177,5
				177,75	177,9
				178	178
				178,1	177,5
				177,9	
				178	

La coincidenza di questi risultati, nonchè di quelli ottenuti sul sodio e sul potassio, è a mio parere prova sufficiente che questo metodo indiretto può opportunamente valere per determinare, colle medie dei risultati di parecchie determinazioni, la temperatura di fusione. Con tale media pel litio ottengo per τ il valore 177,84; il valore dato dal Bunsen nel 1855 è 180°.

6). Sia per temperature prossime a τ che per temperature lontane, l' andamento della variazione della resistenza specifica risulta come, si vede dalle tabelle, il medesimo; sicchè, entro i limitì di temperatura da me studiati, prendendo per ascisse le temperature e per ordinate le resistenze il fenomeno sarebbe rappresentato anche pel litio da due rette congiunte da

una parallela alle ascisse lungo l'ascissa corrispondente alla temperatura di fusione.

Nella seguente tabella XII espongo le medie dei risultati da me ottenuti nel complesso delle mie esperienze:

In essa con t indico le temperature, con ρ e con c rispettivamente le resistenze e le conducibilità elettriche specifiche, con τ la temperatura al cambiamento di stato, con β i coefficienti di temperatura, e con $\frac{r_l\tau}{r_s\tau}$ il rapporto fra le resistenze a τ allo stato liquido ed al solido.

TABELLA XII.

t	ρ	t	c	t	β	τ	$\frac{r_l\tau}{r_s\tau}$
0° 230°	0,089285 0,452484	0 230	11,2 2,21	$0-\tau$ $\tau-230$	0,004568 0,002729	177,84	2,51

E analogamente a quanto ho fatto pel mercurio e per gli altri metalli alcalini costruisco ciò che può tornare opportuno una tabella dei valori delle resistenze del litio fra 0° e 230° di dieci in dieci gradi, prendendo come unità la resistenza a 0°.

TABELLA XIII.

t	r	t	r
0	1,000000	130	1,59384
10	1,04568	140	1,63952
20	1,09136	150	1,68520
30	1,13704	160	1,73088
40	1,18272	170	1,77656
50	1,22840	τ^s	1,81237
60	1,27408	τ^l	3,54905
70	1,31976	180	3,55495
80	1,36544	190	3,58224
90	1,41112	200	3,60953
110	1,45680	210	3,63682
110	1,10248	220	3,65411
120	1,54872	230	3,68140

Valgono pertanto pel litio le stesse conclusioni generali esposte per gli altri due alcalini.

V' ha di speciale il gran salto nei valori della r al cambiamento di stato, la qual cosa ci fa prevedere come questo metallo debba subire a tale cambiamento anche una forte diminuzione nella densità.

Dall' Istituto di fisica dell' Università di Bologna
Ottobre 1904.

SOPRA IL POTENZIALE ELETTRODINAMICO.

Nota di LUIGI GIUGANINO.

§ 1. Per ciò che s' insegna in molti trattati [1]) un circuito elettrico, fornito di una porzione mobile, dovrebbe deformarsi fino a comprendere la massima area compatibile coi vincoli. D' altra parte, secondo la definizione del potenziale elettrodinamico, siamo sicuri che per un moto spontaneo (per un moto dovuto a forze interne) codesta funzione non può che diminuire.

Ora, se anche la prima regola fosse vera, se ne dovrebbe concludere che un incremento (positivo) dell' area ha sempre per conseguenza una diminuzione del potenziale, e reciprocamente.

1) Si veda, ad esempio, il Mascart: Leçons sur l' électricité et le magnétisme (Paris, Masson, 1896).

A pagina 581 del volume primo è detto:

" *Repulsion de deux éléments consécutifs.* — Cette expérience importante d'Am-
" père consiste à mettre les deux poles d' une pile en comunication avec deux auges
" rectangulaires séparées par une cloison isolante et remplies de mercure. Un fil de fer
" est contourné de manière à former deux branches horizontales parallèles reposant sur
" le mercure des auges et une partie transversale en forme de pont qui relie les deux
" premières.

" Au moment où l' on ferme le circuit de la pile, on voit l' équipage mobile glis-
" ser sur la surface du mercure, et s' éloigner des électrodes

" . . . .

" Il est manifeste que la portion mobile tend à s' éloigner et que le feuillet (la
" lamina equivalente alla corrente) se développe de manière à occuper la plus grande
" surface ".

... cose non vanno a questo modo, e la legge ...lsa. È possibile, in altri termini, che il poten... con l'area, ed è possibile che il suo valore si ... essere minimo: vedremo quindi nel primo caso ...persi il circuito e nel secondo *rimanere inalterato*, ... azione delle forze interne.

§ 2. Dato un circuito c a tre dimensioni imaginiamolo decomposto in ∞^2 correnti tubulari, tangenti in ogni punto della loro superficie alle linee di forza elettrica; sia i l'intensità di ognuna di tali correnti, $d\sigma$ la sezione, $d\tau = d\sigma\, ds$ un elemento di volume (di lunghezza ds), siano poi u, v, w le componenti della densità di corrente secondo i tre assi.

Avremo senz' altro:

$$u\, d\tau = i\, dx, \qquad v\, d\tau = i\, dy, \qquad w\, d\tau = i\, dz,$$

e in un punto P le componenti del potenziale vettore dovuto alla corrente c saranno:

$$\mathrm{F} = \int_c \frac{u}{r}\, d\tau, \qquad \mathrm{G} = \int_c \frac{v}{r}\, d\tau, \qquad \mathrm{H} = \int_c \frac{w}{r}\, d\tau,$$

essendo r la distanza di P dall' elemento $d\tau$.

Dovendo considerare nel seguito due diversi circuiti c_1 e c_2 chiameremo per brevità:

$$\mathrm{F}_1,\ \mathrm{G}_1 \text{ e } \mathrm{H}_1$$
$$\mathrm{F}_2,\ \mathrm{G}_2 \text{ e } \mathrm{H}_2$$

gli integrali:

$$\mathrm{F},\ \mathrm{G} \text{ e } \mathrm{H}$$

fatti su l' uno e su l' altro.

Ciò posto il potenziale elettrodinamico di c_1 sopra c_2 si potrà mettere sotto la forma:

$$-\int_{c_1} (u_1 \mathrm{F}_2 + v_1 \mathrm{G}_2 + w_1 \mathrm{H}_2)\, d\tau_1 = -\Sigma i_1 \int_{c_1} (\mathrm{F}_2 dx_1 + \mathrm{G}_2 dy_1 + \mathrm{H}_2 dz_1);$$

e il potenziale del circuito c_2 sopra sè stesso sarà:

$$-\frac{1}{2}\int_{c_2}(u_2 F_2 + v_2 G_2 + w_2 H_2)d\tau_2 = -\frac{1}{2}\Sigma\, i_2 \int_{c_2}(F_2 dx_2 + G_2 dy_2 + H_2 dz_2).$$

F, G, H e le loro derivate prime sono uniformi, finite e continue in ogni punto dello spazio; inoltre l' integrale:

$$\int (F\, dx + G\, dy + H\, dz),$$

esteso ad un circuito all' infinito, risulta uguale a zero (come $\frac{1}{r}$) se tutte le correnti sono al finito.

§ 3. Consideriamo adesso una corrente chiusa ABCDA con un tratto mobile AB, che viene spostato in A' B' senza modificare le intensità di corrente; e proponiamoci di calcolare la variazione del potenziale elettrodinamico interno Π.

Tutto avviene come se al circuito A B C D A (che chiamo c_1) si aggiungesse il circuito A A' B' B A (che chiamo c_2) avente le stesse intensità. Risulta dunque:

$$\delta\Pi = -\frac{1}{2}\Sigma\, i_2 \int_{c_2}(F_2\, dx_2 + G_2\, dy_2 + H_2\, dz_2)$$

$$- \Sigma\, i_1 \int_{c_1}(F_2\, dx_1 + G_2\, dy_1 + H_2\, dz_1).$$

Per ogni coppia di correnti $(i_1 . i_2)$ conduciamo una superficie (ω) a due facce, estesa all' infinito; e in via di approssimazione supponiamo che si tratti sempre di uno stesso piano.

L' osservatore veda le correnti girare come gli indici d' un orologio; e siano l, m e n i coseni direttori della normale ad ω, che viene verso di lui.

Chiamando ω_1 e ω_2 le aree abbracciate da c_1 e c_2, ω_3 la rimanente area illimitata, avremo, pel teorema di Stokes:

$$\delta\,\Pi = -\Sigma\, i \int_{\omega_1}\left\{ l\left(\frac{\partial H_2}{\partial y} - \frac{\partial G_2}{\partial z}\right) + \dots \right\} d\omega$$

$$+ \frac{1}{2}\Sigma\, i \int_{\omega_1+\omega_3}\left\{ l\left(\frac{\partial H_2}{\partial y} - \frac{\partial G_2}{\partial z}\right) + \dots \right\} d\omega.$$

o, che fa lo stesso:

$$\delta\Pi = -\frac{1}{2}\Sigma i\int_{\omega_2} d\omega \int_{c_2} \frac{1}{r^2} \begin{vmatrix} l & m & n \\ \frac{\partial r}{\partial x} & \frac{\partial r}{\partial y} & \frac{\partial r}{\partial z} \\ dx_2 & dy_2 & dz_2 \end{vmatrix}$$

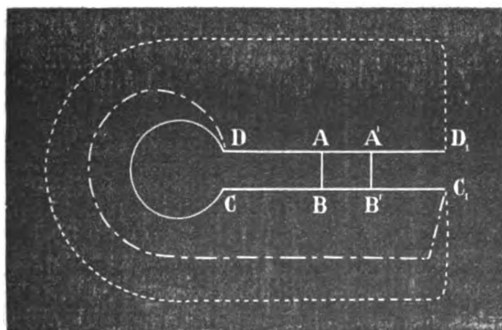
$$+\frac{1}{2}\Sigma i\int_{\omega_1} d\omega \int_{c_2} \frac{1}{r^2} \begin{vmatrix} l & m & n \\ \frac{\partial r}{\partial x} & \frac{\partial r}{\partial y} & \frac{\partial r}{\partial z} \\ dx_2 & dy_2 & dz_2 \end{vmatrix}.$$

Ammettendo, come si è detto, che le ω si riducano prossimamente ad un piano è facile vedere che l' integrale esteso a c_2 è positivo; può essere dunque, secondo i casi:

$$\delta\Pi \gtreqless 0.$$

In realtà i due termini di cui si compone il $\delta\Pi$ esprimono, a meno di un fattore comune, *il flusso di forza che il circuito* c_2 *manda attraverso alle aree* ω_1 e ω_2; e noi possiamo disporre del valore relativo di questi due flussi modificando la forma del circuito c_1.

Quando il flusso di forza emanato da c_2 rimane per la maggior parte fuori di c_1, $\delta\Pi$ è negativo ed il lavoro fatto per trasportare A B in A' B' è motore: la superficie di c_1 tende ad aumentare, e sarebbe il caso del circuito A B C D A.



Quando invece il circuito totale (A B C_1 D_1 A) avvolge quasi interamente A A' B' B A, prevale il secondo termine di $\delta\Pi$: le

forze elettrodinamiche fanno un lavoro negativo, cioè resistente, e la superficie del circuito tende a diminuire.

Se infine, come nella configurazione A B C_1 D A, i due termini di $\delta \Pi$ sono sensibilmente uguali si ha l' equilibrio.

§ 4. L' esperienza verificá queste previsioni.

Il tratto mobile A B è un arco, prodotto nell' aria da una corrente di 25 a 30 Amp. (a 220 Volt), fra due asticine di rame, ed è lungo circa 7 mm.

Quando l' area da noi chiamata ω_2 comprende la figura complementare del circuito A B C D A, in modo che il flusso attraverso ad ω_2 risulti molto maggiore di quello relativo ad ω_1, *la superficie di* A B C D A *tende ad aumentare.*

Quando invece il circuito A B C_1 D_1 A è sufficientemente ampio perchè il flusso mandato da A A' B' B A fuori di esso sia piccolo, *l' arco* AB *si muove nel verso* D_1 D, *facendo decrescere la superficie* ω_1.

E se la configurazione A B C_1 D A è tale che il flusso di forza emesso da A A' B' B A si riparta ugualmente attraverso ad ω_1 e ω_2, *l' arco rimane immobile.*

Genova, Istituto Fisico della R. Università
Luglio 1904.

DI ALCUNI FENOMENI OSSERVATI NELL'ARIA IONIZZATA DA CORPI RADIOATTIVI.

Nota di AUGUSTO RIGHI [1]).

1. Ho descritte or non è molto [2]) una piccolissima bilancia di torsione a filo di quarzo, particolarmente adatta per esperienze di radioattività, e la cui sensibilità è tale, da poterne ottenere notevoli deviazioni anche per opera di pochi grammi di un sale d' uranio o di altro corpo di mediocre radioattività.

Nel corso delle prove fatte con questo delicato strumento ebbi ad osservare il fatto seguente. Messo il conduttore fisso

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, Vol. 13, 2° sem., serie 5., fasc. 5°, 1904.
2) Rend. della R. Accad. di Bologna, 29 maggio 1904.

(piccolissima sfera metallica sostenuta da un isolatore) in permanente comunicazione col polo isolato d' una pila secca o di una batteria di piccoli accumulatori, e avvicinato all' apparecchio un corpo radioattivo, il conduttore mobile (costituito da un frammento di sottilissimo specchio, utilizzato anche per la lettura delle deviazioni col metodo ottico), che naturalmente, caricatosi toccando il conduttore fisso, è da questo respinto, torna a poco a poco verso la sua posizione di equilibrio, ed anzi finisce coll' essere attratto; dopo di che esso è di nuovo respinto vivamente, e ripete indefinitivamente lo stesso giuoco.

Questo movimento periodico, il cui periodo comprende due fasi, e cioè quella durante la quale la deviazione diminuisce fino a zero, dapprima lentamente e alla fine in modo di più in più rapido, e quella costituita dal brusco riprodursi della deviazione immediatamente dopo il reciproco contatto fra i due conduttori, è un fenomeno che sembra naturalissimo a chi, considerandolo in modo superficiale, tiene conto soltanto dello scaricarsi del conduttore mobile in seguito alla ionizzazione dell' aria prodotta dal corpo radio-attivo. Ma se lo si considera un poco attentamente, il fenomeno descritto appare meno semplice e meno facile a spiegarsi.

Accadrà, per esempio, di ragionare come segue. Poichè i raggi di Becquerel ionizzano l' aria, si stabilisce una corrente costante di elettricità fra il conduttore fisso e le pareti (foderate di reticella metallica) della cassa che racchiude l'istrumento. Il piccolo conduttore mobile tenderà dunque ad assumere un potenziale intermedio fra quello delle pareti (che è zero) e quello del conduttore fisso, ed anzi un potenziale assai poco inferiore a quello di quest' ultimo, cosicchè mal si comprende il fatto osservato. Oppure qualcuno potrà ragionare in quest' altra maniera, che in fondo è equivalente. Mentre il conduttore mobile tende a cedere la propria carica alle pareti attraverso l' aria ionizzata, il suo potenziale non può diminuire che assai poco, e ciò in causa della vicinanza del conduttore fisso, dal quale è rifornito continuamente di nuova elettricità, che ad esso arriva in grazia della conducibilità assunta dall' aria.

In che pecchino questi ragionamenti si vedrà nel corso di questa Nota.

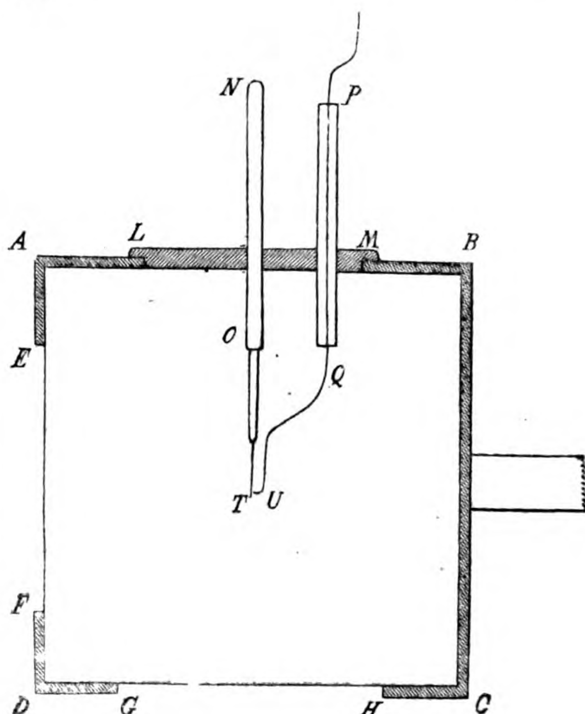


Fig. 1.

2. Al fenomeno descritto si può dare intanto una forma più comoda, modificando leggermente un elettroscopio a foglia d'oro, descritto esso pure nella Nota citata.

Una scatola parallelepipeda, che ha quattro faccie AB, BC, CD, DA, (fig. 1) in ottone e le altre due ABCD in vetro foderate di reticella metallica, contiene l'aria, che i corpi radioattivi dovranno ionizzare. A facilitare l'ingresso dei raggi attivi, due delle pareti AB, DC, hanno finestre circolari EF, GH chiuse da una sottile foglia d'alluminio. Un' apertura circolare LM trovasi pure nella faccia superiore AB, ed è chiusa da un disco metallico, attraverso al quale passano, un' asticella metallica NO. ed un tubetto di vetro PQ contenente un filo metallico.

La fig. 2 mostra, circa in grandezza doppia del vero, le estremità inferiori di questi ultimi. L' asta metallica O porta un isolatore RS (quarzo fuso, solfo o ambra) cui è attaccata un' esilissima foglia d' oro ST, larga appena qualche decimo di millimetro; il filo che esce dal tubetto Q si prolunga con una striscia di sottilissima lamina metallica QU (rame argentato) larga circa un millimetro, tagliata in punta all' estremità U, e piegata come mostra la figura. La forma di punta acuta diretta orizzontalmente fa sì, che la fogliolina di oro non aderisca al conduttore QU, quando è da esso attratta.

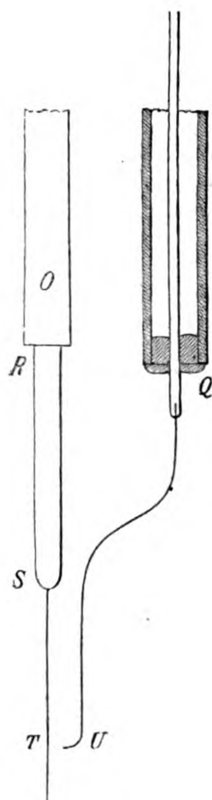


Fig. 2.

Mettendo il conduttore PU (fig. 1) in permanente comunicazione col polo isolato d' una pila, la fogliolina T è attratta da U e poi respinta. Avvicinando un corpo radioattivo, la fogliolina si abbassa, giunge a toccare U, e poi è nuovamente respinta e così di seguito.

Il fenomeno, come si vede, è identico a quello descritto prima; ma l'apparecchio della fig. 1, benchè assai meno sensibile, è più comodo della piccola bilancia di torsione, e meglio si presta a speciali esperienze.

3. L' apparecchio descritto costituisce un elettroscopio assai sensibile e comodo per dimostrare e paragonare la radioattività di varie sostanze, e che si presta a misure. L' intensità della radiazione, che penetra nella scatola, si può considerare come proporzionale al numero di contatti che compie la foglia in un tempo fisso e determinato, o come inversamente proporzionale alla durata d' ognuna delle sue oscillazioni.

Ecco alcuni numeri per dare idea della sensibilità del nuovo strumento.

	Durata d'ogni oscillazione della foglia d'oro
Disco d'ossido d'uranio di 6 c. di diametro (ottenuto comprimendo fortemente l'ossido in polvere entro uno stampo), posto presso la finestra EF della fig. 1	5,5 secondi
Un pezzo di pachblenda della grossezza di un uovo collocato nella stessa posizione	8 „
15 milligrammi di bromuro di radio, posto a un metro di distanza dalla finestra E F	13 „
Idem alla distanza di 60 c.	5 „
Idem „ „ „ 40 c	1,9 „
Idem „ „ „ 20 c..	0,5 „

A distanze minori di 20 centimetri le oscillazioni della foglia d'oro divengono così rapide, da non poterle più contare, ed anche da compromettere la sua integrità. L'altezza, a cui salisce la foglia d'oro, quando è respinta dal conduttore elettrizzato, è naturalmente tanto più piccola, quanto più rapide sono le sue oscillazioni.

L'esperienza seguente, ripetuta più volte con costante risultato, conferma l'ammessa proporzionalità.

Posseggo 15 mgr. di bromuro di sodio in una capsuletta d'ebanite chiusa da una mica sottile, ed altri 5 mgr. dell'identico sale montato nella stessa maniera.

Messa la prima capsuletta colla mica voltata all'ingiù sulla piastra superiore AB della cassetta fig. 1, i raggi emessi dai 15 mgr. entravano nell'istrumento attraversando la detta piastra, che è d'ottone e grossa circa 2 mm., e facevano battere la foglia d'oro contro il conduttore elettrizzato una volta ogni 4,2 secondi. Sostituita alla prima la seconda capsuletta (5 mgr.), l'intervallo costante fra i successivi contatti divenne esattamente triplo, cioè 12,6 secondi. La durata d'ogni periodo del movimento della foglia è dunque inversamente proporzionale alla quantità di corpo radioattivo adoperata. Si noti che le cavità, entro le quali trovansi imprigionate le due piccole partite di bromuro di radio, hanno tal forma e dimensione, che i granelli di questa sostanza si distendono in un unico strato; per cui i 15 mgr. presentano una superficie tripla di quella presentata dai 5 mgr.

Per maggior precisione misuravo col cronometro il tempo impiegato dalla foglia d' oro per compiere 20 dei suoi periodi.

4. Venendo ora alla questione posta alla fine del n. 1, ecco come, secondo me, essa può essere risolta.

Un gaz ionizzato non si può assimilare ad un conduttore metallico.

È noto, in particolare, che, sotto certe condizioni, l' intensità della corrente che attraversa un gaz ionizzato cresce, anzichè diminuire, allorchè si allontanano l' uno dall' altro i due elettrodi [1]). È tenendo conto di questo fatto, la cui interpretazione semplice e nota è basata sulla circostanza, che coll' allontanare l' uno dall' altro i due elettrodi si aumenta il numero dei ioni, i quali col loro movimento effettuano il trasporto dell' elettricità, che si spiega, a mio avviso, lo scaricarsi della foglia d' oro nell' apparecchio della fig. 1. Appunto perchè la foglia T è più vicina col conduttore elettrizzato U che alle pareti della scatola ABCD, è maggiore la quantità di elettricità trasportata dai ioni fra la foglia e la scatola, di quella trasportata nello stesso tempo fra la foglia e il conduttore carico.

Alla nota esperienza, dimostrante come vari la corrente al variare della distanza fra gli elettrodi, ho dato la forma seguente, che più la avvicina al caso della fig. 1.

Due dischi d' ottone di 13 c. di diametro isolati e paralleli comunicano rispettivamente colle due coppie di quadranti di un elettrometro il cui ago è carico permanentemente. Fra i detti dischi può spostarsene un terzo assai più piccolo mantenuto ad un potenziale positivo di 160 volta. Accostando i 15 mgr. di bromuro di radio l' elettrometro non devia affatto, se il disco carico è equidistante dagli altri due. Se invece è collocato assai vicino ad uno dei dischi isolati, si ha una deviazione di tal senso, da indicare, che è maggiore la quantità di elettricità passata dal disco carico a quello isolato che gli è più lontano, di quella passata al più vicino. Per questa esperienza occorre una sufficiente simmetria nell' elettrometro, il

1) Per la prima osservazione di questo fatto veggasi: Mem. della R. Accademia di Bologna, 5. serie, t. 6, pag. 252, 1896.

quale non deve mostrare nessuna deviazione quando si elettrizzino i quattro quadranti ad un medesimo potenziale.

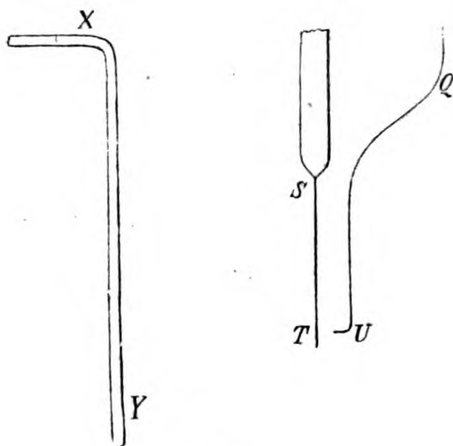


Fig. 3.

5. L' esperienza seguente serve di controprova alla spiegazione data. Entro la scatola della fig. 1. è ora collocato un filo di rame verticale XY (fig. 3) comunicante colla scatola stessa e col suolo, situato nel piano verticale passante pel conduttore elettrizzato QU e per la foglia d' oro ST, e dalla stessa parte di questa.

La distanza d fra il filo XY e la foglia ST può variarsi a piacere. L' aria è ionizzata, come nella penultima esperienza del n. 3, dai soliti 15 mgr. di bromuro di radio posti sulla parete superiore della scatola, oppure dal disco d' ossido d' uranio posto contro la finestra EF (fig. 1) cioè a sinistra del filo XY (fig. 3).

È chiaro che, se la data spiegazione è esatta, la rapidità con cui si scarica la foglia ST deve diminuire e finire per annullarsi allorchè si diminuisce la distanza d fra XY ed ST. Ecco appunto il risultato di due serie di misure che confermano la previsione.

Distanza *d*	Durata di ogni oscilalzione della foglia d'oro	
	Ionizzazione prodotta dal radio	Ionizzazione prodotta dall' ossido di uranio
5 cent.	2,3 secondi	5,5 secondi
4 »	3 »	5,5 »
3 »	4 »	6 »
2 »	6,7 »	7,2 »
1 »	17 »	15 »
0,5 »	grandissima	33 »

Se il filo XY, pur rimanendo nel piano della foglia d'oro ST e del conduttore carico QU, è collocato dalla parte di questo, esso sembra manifestare una debole azione contraria a quella, che ha nel caso precedente.

Se poi il filo XY è alquanto fuori dal detto piano, esso agisce poco efficacemente e nel senso stesso che nel primo caso. Se infine, tenuta fissa la disposizione della fig. 3, si mette il filo non isolato XY assai vicino alla foglia ST, e da questa si allontana alquanto il conduttore elettrizzato QU, si osservano i seguenti fenomeni, la cui spiegazione e ovvia.

Se XY, ST e QU sono nel medesimo piano la fogliolina non si muove, ma se QU esce dal piano XY ed ST, e meglio ancora se viene a collocarsi lateralmente al sistema XY, ST, si vede che la fogliolina è respinta dal filo XY, dopo di che lentamente ricade sino a toccarlo, per ripetere indefinitivamente gli stessi movimenti.

Farò notare infine, che probabilmente i fenomeni descritti si compiono, quantunque con estrema lentezza, anche senza l'intervento di corpi radioattivi, e quindi in virtù della leggera ionizzazione naturalmente posseduta dall' aria. Così ho constatato, che la fogliolina della fig. 1 lentamente si abbassa sino a toccare il conduttore elettrizzato, dal quale poi è nuovamente respinta, anche senza la presenza di verun corpo radioattivo. Però in tal caso trascorrono parecchi minuti primi fra due contatti successivi della foglia col conduttore elettrizzato.

6. Nel corso delle descritte esperienze mi sono accorto di una certa dissimetria nel comportamento dell' apparecchio figura 1, la quale mi sembra provenire da ciò, che la formazione dei nuovi ioni nell' aria attraversata dai raggi di Becquerel, deve essere di più in più scarsa lungo il percorso dei raggi stessi in causa dell' assorbimento prodotto dall' aria. Così, per esempio, se un corpo radioattivo è posto contro la finestra EF (fig. 1) si formeranno più ioni nell' unità di volume ed in un dato tempo presso EF che verso BC. E poichè i movimenti della foglia d' oro T sono un effetto differenziale proveniente dalle due correnti simultanee di elettricità fra essa e le pareti, e fra essa e il conduttore elettrizzato, così si comprende come gli effetti osservati possano, a parità di altre circostanze, variare colla posizione relativa del corpo radioattivo e del sistema elettrizzato.

Ho effettivamente constatata in molte maniere questa azione dissimetrica, ed eccone alcuni esempi.

a) Se invece di mettere un corpo radioattivo, per esempio il solito disco di ossido di uranio, davanti ad EF, lo si colloca sotto GH, l' effetto osservato è assai minore.

b) Si faccia girare di 180° il disco LM (fig. 1), in modo che il conduttore elettrizzato venga a collocarsi fra la finestra EF e la foglia d' oro. Gli effetti che si ottengono in tali condizioni sono minori, cioè il movimento della foglia ha un periodo più lungo di quello che aveva, quando le varie parti dell' apparecchio si trovavano disposte come nella fig. 1.

Indicando con A le durate d' oscillazione della foglia in quest' ultimo caso, e con B quelle osservate dopo la rotazione di 180° impressa al disco LM, ecco alcuni risultati:

	A	B
15 mgr. di bromuro di radio posto a 60 cent. della finestra EF	6 secondi	11 secondi
Disco di ossido d' uranio posto presso EF	7 „	147 „
Pezzo di pechblenda	3 „	68 „

Come si vede, l' effetto del cambiamento di disposizione è di gran lunga più grande pei corpi poco radioattivi collocati presso la finestra EF, che pel radio posto lontano.

c) Rappresenti ABB'A' nella fig. 4 l' apparecchio della fig. 1 visto dall' alto, e siano i tre cerchi distinti colle cifre

1, 2, 3, tre successive posizioni date alla scatoletta, contenente i 15 mgr. di bromuro di radio, collocata sulla piastra metallica superiore A B B' A' dello strumento.

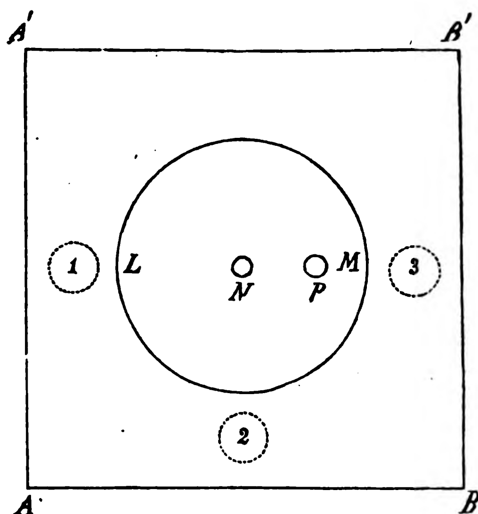


Fig. 4.

Le tre posizioni 1, 2, 3, sono equidistanti dalla foglia d'oro, e in qualunque di esse si ponga il corpo radioattivo, i raggi che esso emette devono attraversare un egual spessore di metallo prima di giungere a ionizzare l'aria contenuta nella scatola. Tuttavia l'effetto che si osserva, non è nei tre casi di ugual intensità. Per esempio, col radio nella posizione 1 ho osservato, che il movimento della foglia d'oro aveva un periodo di 3 secondi, nella posizione 2 un periodo di 4 secondi, e nella posizione 3 un periodo di 6 secondi.

Mi sarebbe facile aggiungere altri esempi; ma questi sono sufficienti per far comprendere come negli studi sulla ionizzazione prodotta da radiazioni, non sempre sia lecito il non dar importanza, come si è fatto finora, alla posizione occupata dai corpi elettrizzati relativamente al verso e alla direzione dei raggi ionizzanti.

LIBRI NUOVI

...TAIRE DES ENROULEMENTS DES DYNAMOS A COURANT CONTINU.

F. LOPPÉ.

(Gauthier-Villars, Parigi — L. 2,75).

...io degli avvolgimenti delle dinamo a corrente ...esenta una certa aridità, e coloro che non sono ...alcolo, provano molte difficoltà a capire le teorie ...ue delle opere speciali che vi sono su questo sog...e sono scritte principalmente per persone familia... ...ol calcolo. L'A. essendo stato incaricato del Corso di ...tà industriale alla scuola professionale Diderot ha do... ...rattare la questione degli avvolgimenti delle dinamo a ...nte continua in modo semplice e pratico, tanto da essere ...e dagli allievi poco abituati alle questioni puramente teo...riche.

L'A. cominciando lo studio dai casi più semplici e venendo ...mano a quelli più complessi, ha raggiunto facilmente lo ...opo prefissosi, tanto che questo volumetto appartenente alla ...rie delle *Actualités scientifiques* potrà essere utile a molte ...ersone che si occupano di elettricità.

Il volumetto comprende due capitoli; nel primo è trattato ...avvolgimento delle dinamo bipolari, nel secondo quelle delle dinamo multipolari a anello e tamburo.

L'edizione, nitidissima come sempre, è arricchita da numerosi schemi e da 12 tavole. L. C.

RAYONS "N".

R. BLONDLOT.

(Gauthier-Villars, Parigi 1904 — L. 2).

Il presente volume non è che una raccolta delle comunicazioni fatte da Blondlot alla Accademia delle scienze, relative alla scoperta ed alla proprietà dei nuovi raggi N.

Come è noto, ancora molta luce dovrà scaturire da questi lavori e da quelli degli altri scenziati che si occupano di questo argomento per risolvere il dubbio emesso da persone autorevoli sull'esistenza di tali raggi. Certo si è che i fenomeni di dispersione con un prisma di alluminio, fuochi di lenti, frangie di diffrazione e anelli di Newton furono osservati nel laboratorio del Blondlot, il 14 Gennaio decorso, da Mascart e da Cailletet, e, pochi giorni dopo, dal Becquerel. D'Arsonval, Ballet, Broca, Macé de Lépinay ed altri ebbero occasione di osservare gli stessi fenomeni che non sembra debbano attribuirsi ad azioni calorifiche.

In quanto all'azione soggettiva, l'A. fa notare che ogni suo esperimento fu più volle ripetuto anche da molti suoi colleghi e persino da persone estranee ai lavori scientifici. Però i fenomeni fisico-fisiologici del genere di quelli fatti notare dal Lummer accadono spesso in questi esperimenti e i metodi di osservazione sono assai delicati tanto che i fisici che desiderano approfondire questo soggetto dovranno prendere le più grandi cure.

In fine del libro l'A. ha aggiunto non solo delle istruzioni sulla costruzione e uso degli schermi fosforescenti, ma ne ha anche inserito una che permette di rendere possibile alla massa degli studiosi il controllo di alcune esperienze.

LA TELEGRAPHIE SANS FILS.

A. BROCA.

(Gauthier-Villars, Parigi — L. 4).

Questo volume delle « *Actualités scientifiques* » non è che la seconda edizione di quello pubblicato nel Settembre del 1899 e del quale il *N. C.* ebbe già ad occuparsene.

L'A., che ha preferito di lasciare intatto lo schema generale del libro, ha aggiunto in questa nuova edizione un capitolo relativo alla sintonia e alle correnti ad alta frequenza che lo rende così più completo.

L'esposizione sempre semplice e piana permette di consigliare questo libro anche a tutte quelle persone che, senza

essere specialisti, desiderano trovarsi al corrente dei recenti progressi realizzati nelle applicazioni della telegrafia senza fili.

L. C.

L'ÉLECTRICITÉ DÉDUITE DE L'ÉXPERIENCE ET RAMENEÉ AU PRINCIPE DES TRAVAUX VIRTUELS,

par M. E. CARVALLO.

(Paris, C. Naud - Serie SCIENTIA, N. 19).

Questo opuscolo forma un' ottima introduzione alle parti più difficili del trattato di Maxwell, e ha per scopo principale l' applicazione delle equazioni di Lagrange ai problemi di elettricità. Per la deduzione di queste equazioni l'A. si serve del principio delle velocità virtuali; per la loro discussione si serve di alcuni esempi fra i quali, interessantissimo, è quello della ruota di Barlow al quale esse non sono applicabili.

A. O.

LA COMPRESSIBILITÉ DES GAS RÉELS,

par L. DÉCOMBE.

(SCIENTIA n. 21 - Paris, Naud 1903).

Questo volumetto dà una completa relazione di ciò che è stato fatto sulla compressibilità e sulla dilatazione termica dei gas.

Il capitolo d' introduzione è una discussione storica sopra la legge di Mariotte.

Segue l' esposizione dei lavori di Natterer, Cailletet e Amagat per pressioni molto alte, dai quali lavori si constatò un minimo per il prodotto pv per tutti i gas ad eccezione dell' idrogeno.

Un capitolo è dedicato alle ricerche nei gas a basse pressioni, altri due alle ricerche di Amagat e allo stato critico. Il sesto capitolo discute le equazioni caratteristiche proposte e commenta la teoria cinetica dei gas; il successivo la teoria di Van der Waals sugli stati corrispondenti; il volume si chiude

con la trattazione delle famiglie di isoterme di due componenti fluidi. A. O.

ELEMENTARY PRINCIPLES OF STATISTICAL MECHANICS.

By J. WILLARD GIBBS.

(New-York, Charles Scribner's Sons 1902).

Lo studio della meccanica statistica è sorto dallo sviluppo della teoria cinetica dei gas. Nell' applicazione della teoria delle probabilità alla teoria dei gas, si trovò che i risultati erano indipendenti dalle ipotesi fatte sopra le forze molecolari. Dopo questa constatazione si presentava spontaneo lo studio generale dei sistemi senza l' introduzione di ipotesi sui loro elementi costituenti.

Il Gibbs presentò in questo volume i risultati di tali ricerche. A. O.

LEHRBUCH DER PHYSIK,

di O. D. CHWOLSON.

(Erster Band Ubersetz von T. H. Pflaune Braunschweig, Wieweg 1902).

Il primo volume della traduzione tedesca del trattato del Chwolson contiene una parte introduttoria nella quale si discutono la natura delle teorie fisiche, il concetto di ipotesi, le leggi e le quantità. Segue a questa una sezione dedicata alla meccanica e in particolare al movimento, alle forze, all'energia, al movimento armonico e alla teoria delle onde. Quest'ultimo argomento è trattato con larghezza di vedute e con frequenti riferimenti a concetti d' ottica.

La seconda sezione comprende poi un capitolo sopra la gravitazione, uno sulla teoria del potenziale, uno sopra il pendolo e si chiude con un capitolo sulle dimensioni delle quantità fisiche.

La terza sezione riguarda gli strumenti e i metodi di misura e l' ultima tratta, prima delle proprietà dei gas, poi dei liquidi e infine dei solidi; quest' ordine quantunque poco comune è indubbiamente molto logico.

Il trattato edito in superba edizione è di grande utilità come opera di consulto; e in questo senso gli accresce valore la completa bibliografia che accompagna ogni sezione.

A. O.

DIAGRAMMES ET SURFACES THERMODINAMIQUES,

di J. W. GIBBS.

(SCIENTIA, n. 22. - Paris, C. Naud 1903).

Questo numero della serie *Scientia* contiene la traduzione di due memorie di J. W. Gibbs sopra i metodi grafici in termodinamica, tratta dal secondo volume delle *Transactions of the Connecticut Academy* e tanto per l'importanza dell'argomento, quanto per la relativa difficoltà che si incontra nell'avere le memorie originali, questo libro riescirà utilissimo agli studiosi di termodinamica.

Il Prof. Bruhnes dell'Università di Clermont vi ha aggiunto una dotta introduzione, che è un interessante studio geometrico sulle relazioni fra l'energia, l'energia libera e la superficie del potenziale termodinamico.

Completano il volume una breve nota biografica e una bibliografia delle pubblicazioni del Gibbs. A. O.

LA THEORIE DE MAXWELL ET LES OSCILLATIONS HERTZIENNES.

LA TÉLEGRAPHIE SANS FIL,

di H. POINCARÉ.

(SCIENTIA, n. 23. - Paris, C. Naud 1904).

È la seconda edizione del n. 1 della stessa collezione. Dopo una breve esposizione della teoria di Maxwell con lo stile lucido e attraente proprio dell'autore, questi fa l'analisi delle nostre conoscenze sulle oscillazioni elettriche.

In questa edizione l'A. ha aggiunto un capitolo sulla telegrafia senza fili in cui riferisce le osservazioni fatte sulla diffrazione delle onde lunghe e tratta del funzionamento dell'antenna e del suolo. A. O.

LE POINT CRITIQUE DES CORPS PURS.

di E. MATHIAS.

(Paris. C. Naud, 1904).

L' indice dei capitoli è: Esperienze di Andrew: il fenomeno di Cagnard-Latour; metodi per determinare le tre costanti critiche; metodo per determinare due costanti critiche; metodo per determinare una costante critica; calcolo delle costanti critiche; costanti critiche delle sostanze pure; obbiezioni all' invariabilità del liquido e del vapore; teorie liquidogeniche; proprietà della materia al punto critico.

L'A., in opposizione alle idee de De Heen e di Galitzine, crede che il sistema liquido e vapore sia univariante quando l' equilibrio sia raggiunto e discute due teorie: quelle conformi alla legge di Avogadro e che suppongono la polimerizzazione delle molecole gasogeniche per formare molecole liquidogeniche; e quelle non conformi alla legge di Avogadro, ma che ritengono che il volume delle molecole gasogeniche sia diverso da quello delle molecole liquidogeniche, ossia che la densità delle molecole possa variare.

La trattazione è molto chiara, e il fatto stesso che l'A. ha largamente contribuito alla conoscenza dei fenomeni critici raccomanda l' opera sua allo studio dei fisici.

A. O.

MATHEMATICAL PAPERS BY THE LATE.

GEORGE GREEN.

(Paris, Librairie Scientifique A. Hermann, 1903).

Questo libro è un fac-simile della edizione Ferrer delle memorie del Green, ottenuto con un processo di fotolitografia. La riproduzione è molto ben riuscita e si può raccomandare a quei cultori della fisica matematica che non posseggono le memorie originali. È inutile dire qual' è l' importanza di questi lavori, perchè è nota a tutti.

A. O.

RIVISTA

Physikalische Zeitschrift. Marzo 1904.

BERNDT G. *Alcune osservazioni su pile a selenio* (pp. 121-124). — L'A. vuole esaminare se l'azione della luce sulla resistenza elettrica del selenio cristallino dipenda da un processo chimico. Incomincia perciò coll'eliminare la presenza dei seleniuri che si formano coi soliti tipi di pile a selenio, adoperando elettrodi di filo di carbone. Le pile così costruite sono sensibili alla luce e quindi è escluso che l'azione provenga dai seleniuri.

Esaminando l'andamento della temperatura di una pila con una coppia ferro costantano, crede di poter pure escludere che nell'illuminazione della pila si manifesti alcun fenomeno di ossidazione.

In seguito fa altre ricerche, in parte note, esaminando l'azione di diverse specie di luce con varie intensità; trova che anche le oscillazioni elettriche fanno diminuire la resistenza.

L'A. imagina che il selenio cristallino esista in due modificazioni in equilibrio dinamico: quest'equilibrio si sposta colle varie perturbazioni come l'azione della luce, delle onde elettriche ecc.

NEUBURGER ALBERT. *Notizia storica sulla decomposizione dell'acqua* (pp. 124-126). — L'A. sostiene contro Ed. Hoppe che fu il Simon e non il Ritter a dimostrare che nella decomposizione elettrolitica dell'acqua si producono idrogeno e ossigeno puri.

LUMMER O. *Contributo alla spiegazione delle nuove ricerche di R. Blondlot sui raggi* N (pp. 126-128). — L'A. ritiene che in alcune delle esperienze fatte per la dimostrazione dei raggi N, come quelle in cui si fa l'osservazione al buio di piccole superfice debolmente illuminate, le quali sotto l'azione dei raggi N diventano più nettamente visibili, intervengano le diverse proprietà dei bastoncini e dei coni della retina; la visione sarebbe foveale (minor sensibilità) quando i raggi N non agiscono, extrafoveale (massima sensibilità) allorchè agiscono.

WIEN WILLY. *Sull'energia dei raggi Röntgen* (pp. 128-130).

RAUSCH VON TRAUBENBERG Barone ENRICO. *Sulla validità delle leggi di Dalton e di Henry nell'assorbimento dell'emanazione dell'acqua di condotta di Friburgo e dell'emanazione del radio per*

parte di liquidi diversi (pp. 130-134). — L'A. cerca di decidere se l'attività assunta dall'aria che venga soffiata attraverso all'acqua sia dovuta all'assorbimento di sostanze attive trovantisi nell'acqua, o all'azione dissociante di questa.

Dapprima ricerca se l'acqua possa perdere o no la facoltà di ionizzare. Perciò si serve di un apparato per la dispersione di Elster e Geitel, nel quale l'aria vi giunge disseccata dopo essere passata attraverso all'acqua.

Facendovi passare in seguito dell'altra aria egli verifica che l'acqua perde poco per volta la facoltà ionizzatrice. È dunque probabile che questa facoltà provenga da una sostanza sciolta nell'acqua e che quindi si possa comunicare ad essa artificialmente.

E infatti facendo passare in acqua inattiva aria fortemente attiva, l'acqua riacquista la facoltà ionizzatrice; analogamente si comportano alcool, petrolio, benzina che ordinariamente sono inattivi.

Facendo circolare ripetutamente l'aria nell'acqua l'attività aumenta, tendendo assintoticamente verso un valore limite e l'acqua perde il suo potere.

L'attività acquistata in un dato numero di circolazioni è proporzionale alla quantità di acqua attraversata.

Anche gli altri liquidi studiati presentano le stesse caratteristiche e il petrolio è assai più attivo dell'acqua nell'assorbire quest'emanazione.

In complesso l'emanazione si comporta come un gas.

Ebert H. *Sulla cagione della caduta ordinaria del potenziale nell'atmosfera e della carica negativa della terra* (pp. 135-140). — Si sa che allorquando un gas va da un ambiente ove esista una forte concentrazione di ioni ad un altro ove la concentrazione sia piccola, attraversando stretti canali, cede cariche elettriche che sono negative se la ionizzazione è normale e possono anche essere positive se prevalgono i ioni positivi. È pure certo che una sostanza radioattiva è estremamente diffusa nel suolo e che la sua emanazione ionizza l'aria del suolo. Per conseguenza se molta aria passa dal suolo nell'atmosfera, nell'attraversare i capillari del terreno cederà cariche negative e uscirà ricca di ioni positivi che verranno trasportati in alto dai venti. In questo modo sarebbe spiegata la carica negativa della terra e l'eccedenza di ioni positivi nell'aria.

In sostegno di questi concetti l'A. dimostra che anche l'aria del suolo, che è poco ionizzata rispetto a quella che sia stata attraversata da raggi di Röntgen o di Becquerel, è capace di produrre cariche elettriche negative allorquando passa dal suolo al-

l' atmosfera, attraversando stretti canali di un conduttore. E finalmente dimostra che l' aria contenuta in un grosso cilindro di porcellana, ionizzata mediante piccole quantità di sostanza radioattiva, uscendone attraverso ai pori lo elettrizza negativamente.

MAGINI R. *Gli spettri d' assorbimento degli isomeri orto, meta, para nell' ultravioletto* (pp. 145-147). — *Influenza dei doppi legami sugli spettri d' assorbimento ultravioletti* (pp. 147-149). — (*N. C.* vol. 6, pag. 62 e 343).

NICHOLS E. L. e COBLENTZ W. W. *Su metodi per la misura dell' energia raggiante* (pp. 149-152). — Gli A. dubitano che sia rigoroso il metodo di determinare il rapporto tra l' energia luminosa e l' energia calorifica separando queste mediante acqua e soluzione di iodio.

Per dimostrarlo notano la deviazione prodotta da una fiamma ad acetilene sopra un radiometro quando la sua luce vi cade sopra direttamente, quando attraversa una vaschetta piena d'acqua distillata e quando oltre a questa attraversa una vaschetta con iodio sciolto in solfuro di carbonio, di concentrazione tale che il filo di una lampada a incandescenza vi fosse appena visibile per trasparenza.

Il rapporto tra l' energia luminosa e l' energia totale viene a essere 0,086.

Calcolando questo stesso rapporto mediante l' integrazione delle curve di energia ottengono 0,033.

La ragione sta in ciò che l' acqua non è completamente opaca se non per onde più lunghe di 1,8 μ, e il iodio è completamente trasparente oltre 1,5 μ, di modo che una parte della radiazione attraversa entrambe le vaschette.

Per conseguenza applicando questo metodo occorre una correzione notevole.

POCKELS F. *Sulla quistione della risonanza ottica di metalli finamente divisi* (pp. 152-156). — L'A. combatte l' opinione che i fenomeni ottici riscontrati osservando i metalli assai finamente suddivisi come in soluzioni colloidali (Ehrenhaft), in depositi su vetro (Wood) ecc., provengano dalla risonanza che le loro particelle avrebbero colle onde luminose. Infatti queste particelle sarebbero troppo grandi e troppo poco conduttrici, almeno stando alla teoria di J. J. Thomson, e il loro smorzamento sarebbe troppo forte.

TUMLIRZ O. *Osservazione al « confronto di alcuni resultati spettrofotometrici di E. Hertzsprung »* (pp. 156-157).

TUFTS F. L. *La relazione tra la luminosità e la conducibilità elettrica di una fiamma* (pp. 157-158). — *Osservazione sull' influenza di corpi incandescenti nelle fiamme sulla ionizzazione* (pp.

158-159). — Con la disposizione già descritta (*N. C.* vol. 7, p. 313) il Tufts nella prima nota esamina come vari la conducibilità delle fiamme colorate coi sali di Na, Li, Ca, quando se ne diminuisca la luminosità coll' immissione nel gas, di vapori di cloroformio. Contrariamente a Smithells, Dawson e Wilson egli trova che la conducibilità varia all' incirca proporzionatamente alla luminosità per litio e sodio; più rapidamente pel calcio.

Nella seconda nota, egli vuol controllare quanto trova il Wilson che cioè un pezzo di lamina di platino posto in una fiamma tra due elettrodi che ne siano tenuti all' infuori in modo da essere caldi ma non ancora luminosi, ne aumenta notevolmente la conducibilità cagionando quindi la ionizzazione.

Con la sua disposizione egli trova invece che la presenza del platino fa sempre aumentare moltissimo la resistenza, perchè introduce una forte resistenza nella faccia che funziona da catodo.

STREINTZ FRANZ. *Risposta all' osservazione di E. van Aubel alle mie ricerche sulla conducibilità elettrica delle polveri compresse* (pp. 159-160). — Il van Aubel trova che la galena fusa si comporta riguardo alla resistenza elettrica come un metallo e ritiene che ciò sia in contradizione con ricerche precedenti dell'A.

In questa nota l'A. sostiene che in vari punti questa contradizione non esiste.

PASCHEN F. *Apparecchio per la dimostrazione simultanea dell' assorbimento dei raggi* α *e* β *del radio* (pp. 160-161). — Un tubetto di vetro vuotato contiene bromuro di radio e una spirale di platino che ne esce e comunica con un elettroscopio. Intorno al tubetto di vetro c'è una scatola di piombo isolata, comunicante con altro elettroscopio. Il tutto è contenuto in un recipiente di vetro vuotato. L' elettroscopio unito alla spirale si carica positivamente, l' altro negativamente e la divergenza delle loro foglie aumenta finchè esse vengono in contatto e quindi neutralizzano le proprie cariche.

PASCHEN F. *Divergenza delle foglie di un elettroscopio nel vuoto in seguito ad illuminazione* (pp. 161-162). — Il Paschen sostiene che la divergenza delle fogliol ine nel fenomeno descritto da Guggenheimer e Korn (V. *N. C.* vol. 7, pag. 314) non è attribuibile a cariche elettriche, bensì a fenomeni radiometrici.

Infatti la divergenza si ha anche se le foglie non sono isolate. Inoltre immergendo l'elettroscopio in acqua calda le fogliol ine divergono fino a tanto che non si sia stabilita l' uguaglianza delle temperature. Secondo lui il fenomeno si dovrebbe imaginare così: le particelle gassose tra le due foglie che assorbono l'ener-

gia, sono più calde di quelle esterne e quindi coi loro urti fanno divergere le foglioline.

GANS R. *Le forze ponderomotrici alle quali è soggetto un dielettrico omogeneo in un campo elettromagnetico* (Osservazione a un lavoro del Sig. Koláček) (pp. 162-164).

KORN A. *Ricevitore per teleautografia e fototipie* (pp. 164-167). — Si tratta di modificazioni introdotte nell' apparecchio che serve per la trasmissione di fotografie (*N. C.* vol. 7, pag. 316). Nel trasmettitore si pone sopra il cilindro rotante un foglio metallico sul quale sono riportati con inchiostro isolante gli scritti da trasmettere o le fototipie. Una punta metallica scorre sul cilindro rotante come avviene nel fonografo, e fa parte di un circuito che viene aperto ogni volta che essa scorre su una parte isolante.

Nel ricevitore su un cilindro rotante è avvolta una pellicola sensibile alla quale è vicinissimo un tubo di Geissler che ne illumina una piccola parte quando la punta scorre su punti isolanti. A questo scopo serve uno speciale relais, adatto per correnti ad alta tensione. ALESSANDRO AMERIO.

Journ. de Chim. Physique. T. I. N.i 9, 10. 1904.

SPRING. *Sopra la diminuzione di densità che provano certi corpi in seguito d' una forte compressione e sopra le probabili cause di questo fenomeno* (pp. 593-605). — L'A. è condotto ad ammettere che un corpo che apparentemente si trova allo stato solido contenga ancora una sua parte allo stato di pseudofusione, meno densa dell' altra e la cui estrema viscosità la fa confondere con lo stato solido.

GUNTZ. *Sopra i forni elettrici a resistenza* (pp. 606-608).

JOUNIAUX. *Sulla legge di spostamento dell' equilibrio per variazione della pressione* (pp. 609-616). — Vi è studiata la dissociazione del cloruro d' argento, del bromuro d' argento, del bromuro di piombo, e dell' ioduro di piombo, a diverse pressioni ed a temperature tra 500° e 700°.

DUTOIT. *Conducibilità, dissociazione e proprietà degli elettroliti nei solventi diversi dall' acqua* (pp. 617-663). — Interessante ricapitolazione dei lavori fatti sopra questo argomento; la disposizione della materia nei cui particolari è impossibile entrare, si può rilevare dal seguente indice degli argomenti trattati dall'A.: Potere dissociante — Conducibilità elettrica — Numeri di trasporto — Pesi molecolari — Differenze di potenziale — Elettrolisi — Pro-

prietà delle soluzioni diluite — Reazioni chimiche. Unito alla monografia vi è una ricca indicazione bibliografica.

Tomo II, N.i 1, 2, 3, 1904.

LONGUININE. *Studio termico dell' aldeide salicilica* (pp. 1-6). — I resultati ottenuti dall'A. condurrebbero ad ammettere che nell'aldeide la polimerizzazione sia nulla. Questo resultato tende a modificare le primitive vedute dell' autore per le quali l'ossidrile dovrebbe essere un fattore notevole di polimerizzazione.

Van der WAALS. *Lo stato liquido e la equazione di stato* (pp. 7-46). — Tensione di vapore saturo — Coefficiente di dilatazione e compressibilità dei liquidi.

EYKMAN. *Sopra un apparecchio ebullioscopico* (pp. 47-52). — Con esso vengono forniti i dati ebullioscopici relativi al cicloexane, ciclopentane, acetone, tetracloruro di carbonio, e benzene quali solventi.

JAQUEROD e WASSMER. *Punto di ebollizione sotto diverse pressioni, della naftalina, del difenile e benzofenone, determinato a mezzo del termometro a idrogeno* (pp. 52-78). — In questo lavoro è interessante per i lettori del *N. Cimento* specialmente la descrizione del termometro ad idrogeno. Le determinazioni sono fatte tra pressioni variabili da 250 mm. Hg. a 800.

TARDY e GUYE. *Studii fisico-chimici sopra la elettrolisi dei cloruri alcalini* (pp. 79-123). — Questa seconda parte del lavoro di Guye intorno al quale si è già riferito parzialmente precedentemente, concerne sull' azione del diaframma nella elettrolisi. Dei diaframma era precedentemente determinata la porosità e la permeabilità e dal lavoro risulta che questi dati sono sufficienti a definire completamente il diaframma. Si conclude inoltre che le condizioni più favorevoli per la produzione dell' alcali dal cloruro in un elettrolizzatore a diaframma sono le seguenti:

Tenere i livelli dello scompartimento anodico e di quello catodico alla stessa altezza; in secondo luogo la corrente nel diaframma deve avere una densità specifica sufficiente perchè la corrente endosmotica dallo scompartimento anodico al catodico riesca a vincere la corrente di diffusione procedente in senso inverso. GRASSI.

Philosophical Magazine. S. VI, Vol. 8, 1904.

MCCLELLAND J. A. *I raggi penetranti del radio* (pp. 67-77). — Per eliminare le perturbazioni dovute all' ionizzazione dell'aria che circonda il corpo, su cui agiscono i raggi del radio, l'A. ha

adoperato un cilindro di piombo circondato interamente da un cilindro di stagno, con l' interspazio riempito da paraffina. Il cilindro esterno era in comunicazione col suolo, quello interno con un elettrometro Dolezalek. Davanti ad una delle basi del cilindro eran posti 50 milligrammi di bromuro di radio, contenuti in un pozzetto scavato in un grosso blocco di piombo.

Il cilindro di stagno assorbiva tutti i raggi α emessi dal radio; e quando al cilindro interno potevano giungere insieme i raggi più penetranti β e γ, l'elettrometro dava segno di una carica negativa, equivalente alla deviazione di 38 divisioni della scala per minuto. Ma interponendo fra il radio e il cilindro di stagno una grossa lamina di piombo, che intercetta i raggi γ, l' elettrometro non dà segni sicuri di deviazione, o al più dà ± 2 div. al minuto.

Tenendo conto della parte di raggi β che non arrivano al cilindro di piombo unito all' elettrometro, l'A. conclude o che i raggi γ non trasportano nessuna carica elettrica, o che al più la carica da essi trasportata, positiva o negativa che possa essere, non raggiunge il 2 $^0|_0$ di quelle negative che trasportano i raggi β.

Ciò fa supporre che i raggi γ sieno analoghi ai raggi Röntgen, coi quali hanno a comune anche altre proprietà.

L'A. ha inoltre determinato l' assorbimento che i raggi γ subiscono in diverse sostanze, ed ha trovato che esso cresce più rapidamente della densità della sostanza assorbente, tanto che il rapporto fra il coefficiente di assorbimento e la densità cresce al crescere della densità; e pel piombo, ad es., è doppio che per l' acqua.

Ciò è simile a quanto Eve (*Nature*, 10 Marzo 1904) ha trovato pei raggi Röntgen; e se si ritiene che questi siano impulsi elettromagnetici aventi una struttura, cioè ad es. tali che le forze da essi esercitate sieno grandi in alcune regioni, mentre altre regioni ne sieno prive, il Thomson ha dimostrato che per il loro assorbimento si ottiene la stessa legge, che vale per quello che subisce un flusso di particelle elettrizzate scagliate con grande velocità. Ora è da notare che il fatto che l' assorbimento dei raggi γ era stato trovato sensibilmente proporzionale alla densità, mentre pareva che ciò non valesse pei raggi Röntgen, faceva ritenere che i raggi γ fossero dovuti a un flusso di particelle elettrizzate. Ma ciò non può più sostenersi, dopo i resultati dell'A. e quelli sopra citati di Eve.

L'A. fa in fine osservare che recentemente Paschen avrebbe trovato (*Drude's Ann.* 6 e 7, 1904) che i γ trasportano una carica negativa, deducendolo da cariche comunicate a un pezzo di piombo isolato nel vuoto, e da una leggera deviabilità di raggi

carichi negativamente emessi dal radio. Ma poichè i metalli colpiti dai raggi Röntgen perdono particelle negative, il primo fatto è d'accordo con l'analogia dei γ coi raggi X; e quanto all'altro resultato l'A. dice che la Nota del Paschen non dà prove dirette che i raggi γ trasportino cariche negative.

LANGLEY S. P. *Su una possibile variazione della radiazione solare, e sul suo effetto probabile sulle temperature terrestri* (pp. 78-91). — Da una serie di misure della radiazione solare (costante solare), che si estendono dall'Ottobre 1902 al Marzo 1904, eseguite sotto la direzione dell'A. all'Osservatorio astrofisico Smithsoniano, e nelle quali furon prese tutte le precauzioni possibili per eliminare le cause d'errore, resulta che la radiazione solare ha subito in quel decorso di tempo la diminuzione di circa il 10 %, a cominciare dal Marzo 1903. Ne dovrebbe quindi risultare nella temperatura terrestre una diminuzione che potrebbe essere indefinitamente minore di 7°,5 c. Dal confronto delle temperature osservate in 89 stazioni distribuite nella zona temperata nord con le temperature medie delle medesime stazioni negli anni precedenti, resulta che la temperatura media ha subito una diminuzione di circa 2°. Stazioni lontane dall'influenza ritardatrice dell'oceano mostrano una diminuzione anche maggiore. Non essendo facile immaginare che questa diminuzione generale sia dovuta a cause d'origine terrestre, si rende assai probabile l'ipotesi che ciò sia dovuto ad un'azione solare, e si vede come sia importante l'estendere e continuare queste misure bolometriche della radiazione del sole.

DUDDELL W. *Alcuni strumenti per la misura di correnti alternate, intense e deboli* (pp. 91-104). — Dopo avere accennato alle difficoltà che presentano gli strumenti finora usati, quando si voglia farli servire a misure di correnti la cui intensità vari entro limiti molto estesi, e a quelle che introduce l'autoinduzione nel caso di frequenze molto alte, l'A. descrive due termogalvanometri, che si prestano bene allo scopo indicato.

Il primo non è che l'amperometro di Ayrton e Perry, modificato in modo da annullare gli effetti delle variazioni di temperatura nell'ambiente. Ciò è stato raggiunto sospendendo la doppia spirale piatta che è percorsa dalla corrente, a un pezzo sostenuto da due fili dello stesso metallo della spirale. L'apparecchio costruito dall'A. ha i dati seguenti:

minima corrente misurabile	$4,4 \times 10^{-3}$ amp.
» osservabile	$0,5 \times 10^{-3}$ »
Watt per produrre la deviazione di 1 cm. della scala	387 micro-watt

Esso ha un'autoinduzione piccolissima; messo in serie può misurare fino a 10000 volts, e messo in derivazione può misurare correnti molto intense.

L'altro galvanometro è più delicato e più sensibile. Esso consiste in una resistenza che è percorsa dalla corrente da misurarsi, e il calore che in tal resistenza si svolge serve a scaldare una saldatura del radio-micrometro del Boys. Com'è noto questo radio-micrometro consiste in un circuito formato da due elementi termoelettrici, e mobile in un forte campo magnetico. Il Duddel si serve di tale radiomicrometro, e dispone la resistenza scaldata dalla corrente molto vicina alla saldatura inferiore.

La sensibilità dell'apparecchio si può variare entro limiti estesissimi, costruendo una serie di resistenze diverse da far percorrere alla corrente che si vuol misurare. L'A. trova utile costruire le resistenze molto grandi con fili di vetro platinati, coi quali è giunto fino a 13910 ohm. Variando opportunamente tali resistenze e usando opportuni shunts, si può misurare correnti debolissime come quelle telefoniche, e molto intense fino a 1000 amp.

Lord Rayleigh. *Sulle vibrazioni elettriche associate con sottili sbarre terminali* (pp. 105-107).

Macdonald H. M. *Id.* (pp. 276-278). — A proposito della recente Nota del Pollock (*Phil. Mag.* VII, 1904) Lord Rayleigh fa osservare che nel calcolo di Abraham non è tenuto conto dell'influenza che può esercitare la forma non ellittica del conduttore; influenza che analogie acustiche fanno ritenere non trascurabile. Ma pel caso che la sezione sia infinitesima, la forma della sezione non produce differenze apprezzabili; tanto che ne resulta che la lunghezza d'onda della vibrazione elettrica che si compie in una sbarra terminale rettilinea di sezione molto piccola è uguale al doppio della lunghezza della sbarra, sia essa cilindrica o ellissoidale. Resta però a vedersi se nella pratica questa condizione relativa alla estrema piccolezza della sezione potrà realizzarsi; come potrebbe darsi che in pratica si avessero delle differenze, a motivo della mancanza di conduttività, che in teoria si suppone perfetta.

Il Macdonald d'altra parte fa rilevare le discrepanze che si hanno fra la teoria e l'esperienza. Dai fatti finora accertati sembra resultare che se un filo è piegato a forma di risonatore, colle sue estremità molto ravvicinate, la radiazione da queste due estremità adiacenti è dello stesso tipo di quella di un oscillatore di Hertz, ma con piccolissimo decremento delle oscillazioni. Se il filo è in parte disteso in linea retta, lo smorzamento cresce mol-

tissimo, ma le vibrazioni non sono più influenzate da un' ulteriore cambiamento di forma, e perciò dalle estremità vi deve essere una intensa radiazione.

Questa facilità di emissione di energia dall' estremità di una antenna è secondo Macdonald la caratteristica principale della telegrafia marconiana. La difficoltà sta nel decidere quali sono le circostanze della radiazione dall' estremità libera, che non sono così ovvie come nel caso dei risonatori.

LE ROSSIGNOL C. e GIMINGHAM C. T. ***Velocità del decremento dell' emanazione del torio*** (pp. 107-110). — Col solito metodo elettrometrico gli A. trovano che il tempo impiegato dall' emanazione del torio a ridursi a metà del suo valore è secondi 51,2, anzichè 60 come aveva trovato il Rutherford.

CHABOT J. J. T. ***Disposizione compatta per leggere deviazioni galvanometriche ecc. e modo di aumentarne la sensibilità senza aumentare nè lo spazio nè la perdita di luce*** (pp. 111-112). — Il metodo usato consiste nel far riflettere la luce di una sorgente prima sopra uno specchio fisso 1, poi sopra due specchi 2 e 3 mobili con velocità diverse attorno ad uno stesso asse, e nel ricevere la luce riflessa dallo specchio 3 sopra lo specchietto 4 portato dall' equipaggio mobile, dal quale poi per mezzo di un prisma a riflessione totale giunge al cannocchiale. Facendo ruotare lo specchio 2 con una velocità n volte maggiore dello specchio 3, la disposizione usata è tale che per un angolo α di cui si sposta lo specchio 4, lo spostamento osservato nel cannocchiale è $2n\alpha$. Per aumentare la sensibilità basta quindi far crescere il valore di n.

CHREE C. ***La legge dell' azione fra i magneti e la sua relazione con la determinazione della componente orizzontale terrestre coi magnetometri unifilari*** (pp. 113-145). — Di questo lavoro molto importante dobbiamo limitarci ad indicare sommariamente il contenuto. Dopo l' esposizione delle formole fondamentali per la deviazione di un magnete prodotta da un altro che è situato ad angolo retto nella prima posizione di Lamont, sono indicati gli effetti degli errori nella valutazione delle distanze o della posizione del magnete deviante, e quelli degli angoli di deviazione, non che le conseguenze che derivano dal trascurare coefficienti di ordine superiore. Vien poi data l' espressione teorica pei coefficienti, che sono anche valutati in alcuni casi particolari; e dal confronto coi valori trovati sperimentalmente si mostra come vi sieno dei cambiamenti per i singoli magneti. In ultimo sono indicate le differenze, che nella pratica si riscontrano dalle condizioni ammesse nella trattazione ordinaria teorica dell' esperienza della deviazione, e le conseguenze

che ne derivano. Il lavoro termina con l' esposizione di esperienze fatte sulla determinazione della distanza fra i poli di un magnete.

HOLBORN L. e AUSTIN L. W. *Disintegrazione catodica nella scarica nei gas a bassa pressione* (pp. 145-157). — Gli A. hanno misurato la perdita di peso che diversi metalli, adoperati come catodi in un tubo di scarica, subiscono al variare della differenza di potenziale. I metalli si dividono in due gruppi: il primo comprende argento, platino, iridio, rame e nichel; il secondo argento, bismuto, palladio, antimonio e radio. La perdita in peso per il passaggio di una corrente di $0,6 \times 10^{-3}$ amp. per mezz' ora è abbastanza bene espressa per i due gruppi da

$$y = 0,00163 \frac{A}{n} (V - 495)$$

o

$$y = 0,00186 \frac{A}{n} (V - 495)\, mg \times 10^{-2},$$

essendo $\frac{A}{n}$ l' equivalente chimico. Durante lo stesso tempo in un voltametro si avrebbe il deposito di $0,0112 \frac{A}{n}$ mg.; quindi per spiegare la disintegrazione al variare del potenziale, bisogna ritenere che una seconda causa si sovrapponga alla legge di Faraday.

Gli A. discutono poi i resultati ottenuti da Granquist, e in fine espongono i resultati delle esperienze che eseguirono sulla scarica nell' idrogeno, onde eliminare gli effetti dovuti all' ossidazione. La perdita in peso che si ha per una differenza di potenziale abbastanza bassa, per l' argento e il nichel segue allora abbastanza bene la legge di Faraday, mentre l' iridio e il radio si disintegrano molto meno.

STRUTT R. J. *Conduzione dell' elettricità nel vuoto estremo, sotto l' influenza di sostanze radioattive* (pp. 157-158). — Una sbarretta di bismuto resa attiva col depositarvi sopra del radiotellurio emette solamente raggi α e non dà emanazioni gasose. Tale sbarretta fu unita ad un elettroscopio e il tutto fu sospeso ad un sostegno isolante entro un recipiente ove poteva farsi il vuoto. Il sistema poteva esser caricato facendo muovere dall' esterno con un magnete un filo di ferro.

Dalla pressione di 300 mm. fino a 2 mm. la velocità della scarica è sensibilmente proporzionale alla pressione ma per pressioni inferiori la scarica diviene via via più lenta e raggiunge

un limite. Anche quando il vuoto è così spinto da non permettere più la scarica in un tubo Röntgen unito al recipiente, il sistema mostrava una dispersione considerevole, che è indipendente dal segno della carica. In questo caso la corrente trasportata dai raggi α è assai piccola; quindi la dispersione che avviene in un vuoto estremo deve esser distinta da quella dovuta all' ionizzazione del gas; perchè quest' ultima, alla pressione usata in queste esperienze, sarebbe almeno cento volte più piccola. È difficile assegnare la natura di questa conduzione nel vuoto estremo. Ripugna all' idee moderne il credere che la corrente sia trasportata indipendentemente da ioni in moto; e poichè questi non posson derivare dal gas, la sola ipotesi plausibile è che derivino dalla materia della sostanza radioattiva, e che sien tolti da essa coll' emissione dei raggi α.

Traube J. *Teoria delle soluzioni* (pp. 158-165). — L'A. si domanda come mai, non ostante i molti e seri dubbi che sono stati mossi contro l' ipotesi fondamentale di Arrhenius, la teoria della dissociazione elettrolitica, che ormai può dirsi fondata sopra false ipotesi, ha avuto una così grande influenza sullo sviluppo della fisica e della chimica. Egli crede che ciò si debba alla circostanza che Arrhenius ha dimostrato l' esistenza di due specie di particelle nella soluzione di un elettrolita, che hanno importanza diversa rispetto alle varie proprietà della soluzione, e sopra tutto al fatto che quel fisico ha potuto calcolare la quantità relativa di tali particelle.

Ma l'A. ritiene che tutti i fenomeni, meglio che con l' ipotesi di Arrhenius possano spiegarsi con quella di Clausius leggermente migliorata, ritenendo che una molecola ed un ione del corpo disciolto si trasporti continuamente da una molecola all' altra del solvente, e che si formino delle associazioni fra molecole del soluto e del solvente. Se, per es., si ammette che n molecole di soluto si sciolgano in N del solvente, e che ciascuna delle n si unisca con a particelle del solvente, è chiaro che la pressione f_0 del vapore del solvente e quella f della soluzione, che sono proporzionali al numero delle particelle che son capaci di evaporare, dovranno esser tali da avere (cfr. Pointing, *Ph. Mag.* (5), 42):

$$\frac{f}{f_0} = \frac{N - a\,n}{N} \qquad \text{ossia} \qquad \frac{f_0 - f}{f_0} = \frac{a\,n}{N}.$$

Se per i non elettroliti si pone $a = 1$ e per gli elettroliti con 2 ioni $a = 2$ ecc., si hanno le note leggi del Raoult, e quindi tutte le altre della teoria osmotica.

Considerando un solvente associato come una soluzione di molecole probabilmente semplici in un insieme di molecole molto complesse, e ammettendo che soltanto le molecole semplici del solvente sieno capaci di unirsi con gli ioni o con le singole molecole di un non elettrolito, e riflettendo che il processo della dissociazione del soluto è connesso con la dissociazione delle molecole complesse del solvente, si intende come *un* ione o *una* molecola respettivamente siano uniti con *una* molecola del solvente. E così le leggi osmotiche resultano da queste considerazioni, fondate sopra dati empirici.

Come Arrhenius, anche il Traube suppone che le molecole di un elettrolito si dissocino nella soluzione; ma fra le loro vedute vi è grande differenza. Il Traube ritiene che anche nelle soluzioni più diluite in ciascun momento qualunque dissociazione, per es. di una molecola di NaCl, sia seguìta da un' associazione di Na e di Cl. Vi deve essere, cioè, una catena di dissociazioni e di associazioni e non soltanto una serie di dissociazioni. Così, il coefficiente di dissociazione di Arrhenius sarebbe dato dal rapporto fra il numero delle particelle di elettrolita che sono unite con 2, 3, ecc. singole molecole del solvente, e il numero delle sue particelle che sono unite con una sola molecola del solvente o con nessuna.

L'A. termina mostrando come questo concetto conduca alla relazione $\frac{\gamma^3}{(1-\gamma^2)\,v} = C$ di Rudolphi-van't Hoff.

Saw P. E. e Garrett C. A. B. *Sulla coerenza e recoerenza* (pp. 165-174). — Gli A. misurano la coerenza che si manifesta al contatto fra due fili metallici, investiti da onde elettriche, per mezzo della forza necessaria a separarli; e dalle loro ricerche pare convalidata l' ipotesi che ascrive la coerenza alla fusione delle particelle metalliche a contatto, effettuata dal calore svolto in esse pel passaggio delle onde elettriche.

La recoerenza è, come la coerenza, un effetto solido, che si manifesta come adesione fra le parti che si riportano a contatto subito dopo averle distaccate. Se si lascia passare un breve tempo, circa mezzo minuto, la recoerenza non si manifesta.

Porter A. W. *Sulle immagini di diffrazione formate da un reticolo piano* (pp. 174-178). — L'A. studia i criteri per le posizioni dei massimi e minimi d' intensità luminosa negli spettri di diffrazione.

Harrison E. P. *Sulla variazione termica della permeabilità magnetica del nichel e del ferro* (pp. 179-205). — Essendo necessario sperimentare sulla stessa porzione di metallo per riconoscere le relazioni fra le sue varie proprietà, l'A. ha eseguito le ricerche

attuali sugli stessi materiali, pei quali egli aveva già determinato le variazioni della termoelettricità e della resistenza con la temperatura.

Dalle numerose ed accurate esperienze ora eseguite, l'A. conclude che tanto pel nichel quanto pel ferro vi è un buonissimo accordo fra l'intervallo critico magnetico o l'intervallo di temperatura entro il quale si verificano le variazioni termoelettriche e della resistenza. Pel nichel l'accordo è migliore che pel ferro, a motivo probabilmente della maggior purezza del metallo.

WALKER G. W. *Sulla velocità della ricombinazione degli ioni nei gas* (pp. 206-211).

McCLUNG R. K. *Replica alla Nota precedente del Sig. Walker* (pp. 211-215). — Dall'esame dei resultati pubblicati dal 1902 al 1904 dal McClung, il Walker riteneva che si potesse dedurre che il valore dato pel coefficiente α di ricombinazione fosse errato. Ma il McClung nella sua replica fa osservare che i calcoli del Walker, essendo stati fatti mettendo a confronto valori trovati in esperienze diverse non confrontabili, non possono essere attendibili, e ritiene che il valore che egli ha dato per α sia esatto.

LEES C. H. *Metodo grafico semplice per trattare l'urto di sfere elastiche* (pp. 215-218). — Per risolvere il problema dell'urto diretto, da un punto qualunque A_1 si conduca il segmento $A_1 B$ uguale in grandezza e direzione al momento $m_1 v_1$ della massa m_1. Da B si conduca $B A_2$ uguale in grandezza e direzione al momento $m_2 v_2$, e da A_1 e A_2 si conducano, da parti opposte, le perpendicolari ad $A_1 A_2$, sulle quali si prendano respettivamente i segmenti $A_1 N_1 = m_1$ e $A_2 N_2 = m_2$, e sia C il punto nel quale la $N_1 N_2$ taglia la $A_1 A_2$. Allora, poichè $\frac{A_1 C}{m_1} = \frac{A_2 C}{m_2}$, $A_1 C$ è il momento di m_1 e $C A_2$ quello di m_2 alla fine del primo stadio dell'urto, quando cioè le due sfere hanno acquistato una medesima velocità.

Per trovare i momenti dopo la separazione delle due sfere, sia e il coefficiente di restituzione. Si prenda sulla $N_1 N_2$ a partire da C e dalla parte di B un segmento $C F = 1$, e in direzione opposta il segmento $C E = e$. Si unisca B con F, e da E si conduca da E la parallela a B F, che tagli la $A_1 A_2$ in D. Allora, poichè $C D = e B C$, ne resulta che $A_1 D$ è il momento di m_1 ed $A_2 D$ quello di m_2 dopo l'urto.

Le velocità dopo l'urto si avranno dividendo questi momenti per le masse.

Il caso dell' urto obliquo si tratta analogamente scomponendo i momenti lungo la congiungente i centri e in direzione ad essa normale. Ma in questo caso la figura riesce più complicata.

PHILLIPS C. E. S. *Nuova pompa a gas automatica* (pp. 218-220). — La descrizione di questa pompa, per la quale occorrono un motore ed un elettromagnete, non può farsi chiaramente senza il relativo disegno.

Essa è capace di fare automaticamente il vuoto torricelliano, e l'A. cita come esempio che un tubo Röntgen della capacità di 200 cm^3 è stato vuotato in mezz' ora. La pompa è di piccole dimensioni (altezza poco più di 50 cm.) e le parti in vetro sono facilmente smontabili per poterle ripulire o riparare.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*.

NUOVE RICERCHE SULLA LEGGE DI DRAPER.

Dalla dissertazione presentata per la libera docenza in fisica sperimentale

dal Prof. ALESSANDRO AMERIO.

I.

Cenno storico.

1). *Esperienze del Draper ed altre anteriori.* — Nel 847 John William Draper [1]) pubblicando i risultati di alcune ue esperienze « *sulla produzione della luce mediante il ca- ɔre* », credette di poter enunciare la legge che *tutti i corpi olidi e probabilmente anche i metalli fusi diventino visibili lla stessa temperatura* che egli calcolava in circa 525° C.

Questa legge è nota sotto il suo nome e il Kirchhoff [2]) redette di trovare in essa un appoggio alla sua teoria « sulla elazione fra il potere assorbente e il potere emissivo ».

Anche prima del Draper parecchi fisici si erano occupati ella questione, per lo più incidentalmente.

Così il Davy che dice che al calor rosso corrisponde la emperatura di 433° C. e che a questa temperatura i corpi iventano luminosi; il Daniell che dallo studio del suo piro- ıetro deduce che al calor rosso corrisponde la temperatura i 539° C.

Ma chi se ne era occupato estesamente è Thomas Wedg- vood [3]). Questi nel « *Metodo per connettere il suo termome- ro con quello a mercurio* » stabiliva fin dal 1784 che la emperatura alla quale i corpi diventano rossi e visibili al uio è di 508° C.

In seguito [4]) nel 1792 negli « *Esperimenti ed osserva- ioni sulla produzione della luce da corpi diversi mediante*

1) Philosophical Magazine, 1847, vol. 30, p. 345.
2) Annalen der Physik ecc., 1860, vol. 109, p. 275.
3) Philosophical Transactions, 1784, p. 358.
4) Philosophical Transactions, 1792, p. 28.

calore e attrito » descrive una serie di esperienze delle quali sono interessanti le seguenti:

Nel fondo di un tubo verticale di terra cotta, egli fissa tre cilindri cavi fatti con terra da stoviglie e chiusi all'estremità inferiore; di essi uno è annerito internamente, un altro dorato, il terzo verniciato. Il tubo si trova colla parte inferiore in un fornello e l'A. ne osserva l'interno mediante l'apertura superiore. Allorquando il riscaldamento è sufficiente egli vede che i tre cilindri diventano luminosi *contemporaneamente* (esp. 4ª).

Per accertarsi poi (esp. 7ª) se metalli e corpi terrosi diventino visibili alla stessa temperatura, egli indora secondo striscie trasversali una lamina sottile di terra da stoviglie, e la luta al fondo di un tubo in modo che la faccia parzialmente dorata sia rivolta verso l'interno. Scaldando il tubo in un crogiuolo, e guardando in esso, in più tentativi egli non riesce a distinguere se diventi visibile prima l'oro o prima la porcellana.

Ne deduce che *tutti i corpi debbono diventare visibili alla stessa temperatura.*

Se ora si pensa che l'esperienza fondamentale del Draper consiste nell'esaminare pezzi di vari metalli, posti successivamente entro a una canna da fucile, portata gradatamente all'incandescenza, e nell'osservare che tutti diventano luminosi contemporaneamente alle pareti interne della canna, si è autorizzati ad affermare che la legge, nota col suo nome, era già stata dimostrata, con un metodo affine dal Wedgwood, oltre cinquant'anni prima e dovrebbe quindi chiamarsi col nome di questo fisico.

2). *Esperienze posteriori a quelle del Draper.* — Edmond Becquerel [1]) in alcune esperienze, che ripetevano sostanzialmente quelle del Draper, osservava che tutti i corpi che poneva in un tubo di porcellana diventavano contemporaneamente luminosi a 488° C. e che a temperature più elevate *emettevano sempre la luce con eguale intensità.*

1) Edmond Becquerel. La Lumière, 1868, vol. 1, pag. 70.

La legge del Draper così confermata, appoggiata inoltre all'importante teoria del Kirchhoff, non suscitò gravi dubbi fino al 1887.

In quest'anno H. F. Weber [1]) lavorando intorno a lampadine a incandescenza con filamento di carbone, notò che le osservazioni del Draper dovevano essere incomplete.

Infatti, scaldando il filo gradatamente colla corrente elettrica e osservando dopo lunga permanenza al buio, osservò che la prima luce emessa non è rossa, ma *incolora*, e la chiamò luce grigia, o nebbiosa, o spettrale ecc. Osservata questa luce allo spettroscopio vide che dava origine ad una striscia bigia nella regione del giallo e del verde giallognolo; che al crescere della temperatura questa striscia si allungava quasi simmetricamente dalle due parti, mantenendosi incolora fino a che la temperatura non fosse sufficientemente elevata, e che assumeva poscia i colori dello spettro.

In seguito esaminò lamine metalliche sottili scaldate mediante i prodotti della combustione di un bruciatore di Bunsen, misurandone la temperatura per mezzo di una pila termoelettrica saldata alla lamina in modo che nella saldatura non ci fosse ingrossamento.

Trovò così che i diversi metalli diventano luminosi a temperature diverse che vanno da 378° C. pel ferro a 417° per l'oro.

Queste esperienze indicano chiaramente che esistono delle condizioni nelle quali la legge del Draper non è verificata.

Ciò fu confermato l'anno successivo da R. Emden [2]), assistente del Weber, proseguendo la ricerca non solo collo stesso metodo ma persino collo stesso apparecchio. Egli trovò temperature minime di visibilità variabili da 403° C. pel pakfong a 423 per l'oro.

Sulla legge del Draper esistono pochi altri lavori importanti.

P. L. Gray [3]) dall'esame di due lamine di platino di cui una annerita, l'altra no, protette dall'esterno mediante una

1) Annalen der Physik. 1887, vol. 32, pag. 256.
2) Ann. d. Phys. 1889, vol. 36.
3) Philosophical Magazine 1894, vol. 37, p. 549.

doccia di lamina di ottone e chiuse in una cassetta, conchiude che esse diventano visibili alla stessa temperatura; che questa dipende assai dalla preparazione dell' osservatore, varia notevolmente da un osservatore all' altro e può scendere sino a 370°.

P. Pettinelli [1]) osserva la base superiore di un massiccio cilindro di ghisa posto in una stufa, su di essa sparge delle polveri e trova che la visibilità è a temperatura più bassa pei corpi che sono più emissivi *pei raggi oscuri*. La temperatura minima è di 404°; non verifica l' efficacia della preparazione dell' occhio.

Ch. E. Saint John [2]) trova che metalli bruniti o ricoperti di ossidi, scaldati in una stufa in modo che assumano la temperatura delle pareti hanno lo stesso splendore, ma assumono splendori diversi tosto che si introduca nella stufa un corpo più freddo.

J. T. Bottomley [3]) esaminate due lastrine di platino delle quali una annerita, l' altra brillante, poste in tubi di vetro vuotati, deduce che esse diventano visibili al buio quando le loro temperature sono 435° per la lamina brillante, 452 per quella annerita.

O. Lummer, del quale non ho potuto finora leggere il lavoro, ritiene che non tutti i corpi diventino luminosi alla stessa temperatura, e dice che, essendosi posto in ottime condizioni, è riuscito a scorgere tracce di luminosità a 360°.

3. Da quanto precede non sarebbe facile farsi un' idea chiara riguardo alla legge di Draper senza ricorrere ai concetti teorici, perchè non si può conchiudere altro che *devono esistere delle condizioni nelle quali la legge del Draper non si verifica.*

Lo sviluppo di questi concetti troverà luogo più opportuno in altra nota, perciò accennerò solo la parte essenziale per la critica delle esperienze citate.

Nel 1858 Balfour Stewart aveva enunciato che *l' assorbi-*

1) Nuovo Cimento, 1895, vol. 1, p. 183.
2) Ann. d. Phys., 1895, vol. 56, p. 495.
3) Phil. Mag. 1900, vol. 23, p. 560.

mento di una lamina è uguale alla sua radiazione per ogni quantità e qualità di calore.

Questa legge o passò inosservata o non fu compresa; ad ogni modo è meno completa di quella del Kirchhoff, enunciata nel 1860, nella quale è introdotto il concetto di corpo nero; in questa legge è detto che a parità di temperatura il rapporto tra il potere emissivo e il potere assorbente, per tutti i corpi, e per tutte le lunghezze d'onda, è uguale al potere emissivo del corpo assolutamente nero alla stessa temperatura.

Questo corpo assolutamente nero, ossia perfettamente assorbente per tutti i raggi, non esiste probabilmente in natura ma si può ottenere con artifizi.

Così una cavità che abbia le pareti dotate di assorbimento finito per qualsiasi raggio e tenute a temperatura uniforme, nell'interno è assolutamente nera; infatti imaginando una piccolissima apertura praticata in un punto delle pareti, è chiaro che un raggio che vi penetri resta completamente assorbito nelle molteplici riflessioni; inversamente attraverso alla piccola apertura uscirà, emessa dalla cavità, la radiazione del corpo assolutamente nero. E se nell'interno vi sono corpi aventi tutti la temperatura delle pareti, anche essi emetteranno come se fossero perfettamente neri.

In modo analogo si comporta una cavità a pareti internamente speculari, nella quale esista una porzione di materia avente un certo potere assorbente per raggi di ogni lunghezza d'onda.

Per conseguenza qualunque sia la natura dei corpi, se questi sono richiusi in cavità a pareti assorbenti e la temperatura è uniforme, o se sono rinchiusi in ambienti a pareti specnlari, essi emettono sempre ugualmente come se fossero perfettamente neri.

4) *Critica delle esperienze sulla legge di Draper.* — Nelle esperienze di Draper, Wedgwood, Becquerel, John, si portano all'incandescenza corpi diversi scaldando il recipiente a pareti assorbenti che li contiene ed esaminandoli per un'apertura,

Anche se in esse non è detto che si avessero riguardi speciali perchè la temperatura delle pareti fosse uniforme, è certo che riproducono con approssimazione grande le condizioni dei corpi neri a pareti assorbenti. Per conseguenza in questi recipienti si stabilisce la radiazione del corpo nero, qualunque sia il potere emissivo delle pareti e dei corpi, i quali emettono tutti ugualmente e diventano visibili insieme.

Dunque da queste esperienze non può risultare la legge di Draper.

Le esperienze del Gray, che confermano la legge, presentano di caratteristico una doccia di lamina di ottone, piegata due volte ad angolo retto, che protegge la lastrina di platino e quindi riproducono almeno approssimatamente un corpo nero a pareti riflettenti, ciò che può eliminare ogni efficace azione dei poteri emissivi; d'altra parte in esse si nota una tale latitudine nei risultati, da restare alquanto dubbiosi sull'uguaglianza delle due temperature di visibilità.

Le esperienze del Bottomley, sono contrarie alla legge di Draper, ma il fatto che il platino brunito diventi visibile prima di quello annerito e che a parità di temperatura la sua luce superi quella dell'altro, fa pensare a qualche causa d'errore.

E infatti la temperatura della lamina, misurata mediante la resistenza elettrica, è veramente uguale alla temperatura della superfice emittente?

È certo che quando si tratta di superfice metalliche la differenza deve essere piccolissima [1], ma quando questa superfice è costituita da uno strato di nero fumo che conduce male calore ed elettricità la differenza può diventare notevolissima, e quindi tale da annullare l'effetto del maggior potere emissivo.

Quest'osservazione vale anche per le esperienze del Gray e in parte anche per quelle del Pettinelli.

Nelle esperienze del Weber e dell'Emden i corpi irradiano liberamente [2]) e qui veramente sarebbe dimostrata la

1) F. Kurlbaum. Ann. d. Phys. Vol. 2, 1900, p. 546.
2) Cfr. pag. 342.

legge di Draper qualora i corpi diventassero visibili alla stessa temperatura, ma si verifica tutto il contrario, e non si trova nessuna ragione per attribuire questa contradizione ad una causa di errore.

Per conseguenza esse contradicono nettamente alla legge, mentre le esperienze che la confermano sono in massima inconcludenti.

Scartiamo adunque la legge di Draper.

Con ciò la teoria del Kirchhoff non viene per nulla intaccata.

Infatti il Kirchhoff, indicando con I l'intensità della radiazione emessa secondo la normale dall'unità di superfice del corpo nero, e quindi con aI l'intensità emessa nello stesso modo da un corpo avente il potere assorbente a, dice: Se si scalda gradatamente un corpo esso emette raggi la cui lunghezza d'onda supera quella dei raggi visibili fino a che la temperatura non abbia raggiunto un certo limite; giunto a questo limite incominciano a mostrarsi i raggi del rosso estremo, e aumentando la temperatura vengono emessi raggi di lunghezza d'onda sempre minore, mentre gli altri crescono d'intensità.

La funzione I fino ad una certa temperatura è nulla per una data lunghezza d'onda e, per le temperature superiori cresce con queste. Ne segue che tutti i corpi incominciano ad emettere raggi di una stessa lunghezza d'onda alla stessa temperatura, così incominciano ad essere rossi tutti a uno stesso punto ecc. L'intensità dei raggi emessi dai diversi corpi è però proporzionale ai loro poteri assorbenti per detti raggi.

Ora è evidente che il nostro occhio non ci indica la presenza di un dato raggio appena questo viene emesso, ma allorquando ha raggiunto una certa intensità. E infatti, come ha scoperto il Weber, la prima sensazione luminosa che si osserva in un corpo gradatamente scaldato, non è prodotta dai raggi rossi, ma dai giallo-verdastri per i quali l'occhio ha una sensibilità maggiore [1]) e tuttavia i raggi rossi posseggono già più energia.

1) Langley. Phil. Mag. 1889, vol. 27, p. 1. — H. Ebert. Ann. d. Phys. 1888, vol. 33, p. 136.

Quindi le esperienze nelle quali non si verifica la legge di Draper non contradicono all' ipotesi di Kirchhoff, perchè si può sempre supporre che i vari corpi incomincino contemporaneamente ad emettere raggi di una stessa natura, ma in causa delle differenze dei poteri emissivi li emettano con l'intensità necessaria per la visione a temperature differenti.

Del resto la teoria del Kirchhoff non sta nell'ipotesi sulla funzione I, bensì essenzialmente nella legge di Kirchhoff e per conseguenza si potrebbe ancora supporre che:

1° I vari corpi incomincino ad emettere una data specie di raggi a temperature differenti, ossia ognuno di essi possegga per ogni temperatura uno spettro suo proprio di determinata estensione.

2° I vari corpi emettano tutti i raggi a qualunque temperatura, in ragione dei poteri assorbenti, ossia il loro spettro si estenda sempre da $\lambda = 0$ a $\lambda = \infty$, di modo che la funzione I non sia mai nulla se non per $\Theta = 0$, $\lambda = 0$, $\lambda = \infty$, e vari con continuità per tutto il campo delle Θ e delle λ.

Ad ogni modo da nessuna di queste ipotesi deriva la legge di Draper, ma bensì che una determinata intensità di una radiazione viene ottenuta a temperatura tanto minore quanto maggiore è il potere assorbente.

E poichè questa relazione non risulta dall' insieme delle esperienze descritte, mi sono proposto di dimostrarla sperimentalmente.

II.

Parte sperimentale.

1). *Generalità.* — Dopo quanto precede è quasi certo che la legge di Draper non esiste, per quanto ci siano delle contradizioni tra alcune esperienze. Tuttavia, perchè la dimostrazione sperimentale abbia valore assoluto, è necessario che ponga in evidenza la relazione che deve esistere tra le temperature di luminosità e i poteri emissivi dei corpi.

Poichè la legge in esame si riferisce alle sole radiazioni di temperatura, ho escluso a priori dall' esame quei metalli

che riscaldati si ossidano, perchè in questi durante l'ossidazione la radiazione potrebbe essere eccitata dalla reazione chimica, oltre che dalla temperatura, e perciò evitandoli si ottiene il vantaggio che i poteri emissivi, almeno dopo le prime esperienze, non varino più se non con la temperatura e colla lunghezza d'onda.

Ho seguito due metodi differenti.

Nel primo osservavo le differenze di luminosità tra due superfice emittenti, scaldate alla stessa temperatura, e quale delle due diventasse visibile per prima, senza misurarne le temperature, nell'altro misuravo le temperature di visibilità dei vari corpi e poscia ne esaminavo le variazioni facendo crescere i poteri assorbenti col metodo che descriverò.

Tutte le esperienze furono eseguite in una stanza dell'Istituto fisico della R. Università di Torino, nella quale potevo ottenere buio perfetto.

2). *Primo metodo.* — Una striscia di argento puro e laminato, avente le dimensioni di mm. 150 × 3 × 0,02 circa, è tesa tra due elettrodi di grosso filo di rame, in un largo tubo di vetro vuotato mediante una tromba di Geryk. Gli elettrodi di rame passano entro ai tubetti A e B di vetro, e l'intervallo tra il filo e la parete è riempito con ceralacca (fig. 1).

Sopra una faccia della laminetta di argento, lungo la mediana, sono segnati sei rettangoli delle dimensioni di millimetri 1×3. Di essi *a a* sono di inchiostro nero, *b b* di nero fumo deposto direttamente dalla fiamma di una candela, ed hanno spessore già discernibile ad occhio nudo, *c c* sono di ossido di ferro, ottenuto bagnando leggermente la lamina con soluzione diluita di solfato ferroso, poi facendo evaporare l'acqua lentamente, indi portando la laminetta al calor rosso. Sono di color rosso cupo ed aderiscono molto fortemente. Il loro spessore è trascurabile.

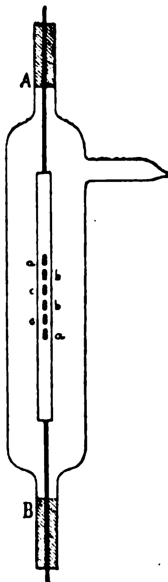


Fig. 1.

Mi chiudevo all' oscuro e dopo circa un quarto d' ora incominciavo l' esperienza che consisteva nello scaldare la lamina mediante la corrente elettrica e nell' osservare.

Facevo crescere poco per volta la corrente della laminetta finchè l' occhio avvertisse una lieve luminosità.

Così potei verificare il contegno della luce grigia già descritto dal Weber, che dipende dalla distribuzione dei coni e dei bastoncini sulla retina, secondo le idee di J. v. Kries, e oltre a ciò vidi che comparivano prima i due rettangoletti d' inchiostro, poscia i due di nero fumo, in seguito quelli di ossido di ferro, e finalmente la lamina.

Seguitando ad aumentare la corrente, aumentava la luce emessa da tutti i punti, ma meno rapidamente pel nero fumo che per le altre parti, tanto che al rosso vivo uno dei rettangoli di nero fumo non era più brillante della lamina. Questo rettangolo aveva uno spessore maggiore dell' altro. Ciò dimostra che il nero fumo, in quelle condizioni, assumeva una temperatura di tanto inferiore a quella dell' argento, da compensare l' effetto del maggior potere emissivo, e sta a conferma dell' obbiezione fatta alle esperienze del Bottomley, del Gray ecc. (pag. 318).

Presi un' altra laminetta di argento e circa delle stesse dimensioni della precedente; sopra una faccia segnai, col solfato ferroso, quattro rettangoletti nel modo indicato dalla figura 2, A A stretti, B B larghi e ripetei l' esperienza.



Fig 2.

Anche qui vedevo luminosi prima i quattro rettangoli, poscia tutta la lamina sulla quale essi spiccavano più brillanti.

Quando la lamina era tutta luminosa ne esaminavo anche l' altra faccia; essa appariva nettamente più scura che altrove in corrispondenza dei punti B, e ciò perchè in B l' emissione è maggiore e quindi minore la temperatura, cosicchè: in B l' ossido di ferro ha una temperatura inferiore a quella del resto della lamina, eppure diventa visibile prima.

Per queste esperienze scelsi l' argento perchè è il metallo più conveniente, sia per la sua ottima conducibilità termica, sia per il suo piccolo potere emissivo.

Per le esperienze descritte è forse possibile ottenere condizioni anche migliori, sostituendo al tubo di vetro un recipiente a pareti assorbenti, perchè il vetro per riflessione rimanda alla laminetta una certa quantità dei raggi che ne riceve e per ciò ne aumenta apparentemente il potere emissivo, diminuendo il contrasto colle parti più emittenti.

Ma anche così queste esperienze indicano che corpi aventi poteri emissivi diversi diventano luminosi a temperature diverse; più presto se il potere emissivo è maggiore.

Sia queste esperienze che le altre da me fatte, sono molto faticose per l'occhio, trattandosi di osservare superfice emittenti ristrette e intensità luminose molto piccole.

3). *Secondo metodo.* — *a*) Le esperienze definitive furono fatte secondo il principio seguente.

Suppongo di scaldare una lamina metallica mediante la corrente elettrica, in una sfera cava di rame annerita internamente, e tenuta alla temperatura assoluta di zero gradi.

Finchè la sfera di rame è allo zero assoluto, la lamina irradia l'energia liberamente, come farebbe nello spazio libero, perchè la sfera assorbe energia e non ne trasmette.

Siano e ed a i poteri emissivo ed assorbente della lamina in queste condizioni.

Se scaldo la sfera alla temperatura della lamina, questa diventerà parte di un corpo nero del quale avrà per conseguenza il potere emissivo (E) e il potere assorbente (1).

Quando la sfera ha una temperatura intermedia tra le due ora considerate, la sua radiazione cade sulla lamina, questa ne assorbe una parte, l'altra riflette; la quantità riflessa si sovrappone alla radiazione diretta della lamina che per conseguenza si comporta come se emettesse più energia che se la sfera non ci fosse, meno però del corpo nero; il suo potere emissivo sarà compreso tra e ed E, il potere assorbente tra a ed 1.

C'è dunque il modo di variare il potere emissivo ad arbitrio, con continuità ed in modo perfettamente determinabile.

Nel caso mio, trattandosi di osservare l'emissione di raggi luminosi i quali, se pure vi si trovano, devono essere straor-

dinariamente deboli nella radiazione dei corpi tenuti alla temperatura ordinaria, basta misurare la temperatura minima di luminosità per i vari metalli, quando irradiano nella sfera tenuta alla temperatura dell'ambiente, poscia scaldare questa sfera in modo che tutti i suoi punti abbiano la stessa temperatura e ripetere la misura; siccome i poteri emissivi delle lamine sono aumentati accostandosi a quello del corpo nero, le temperature minime di visibilità devono essersi abbassate, e la diminuzione dev'essere più sensibile pei corpi aventi i minori poteri emissivi.

Si noti che se fossero vere la legge del Draper, e l'ipotesi del Kirchhoff che ho discusso prima, questo ragionamento non avrebbe valore e le temperature minime di visibilità dovrebbero rimanere inalterate.

b) Calcolo dei poteri emissivi. — Si possono determinare tanto i poteri emissivi totali, quanto quelli spettanti ad una data lunghezza d'onda, delle lamine nelle condizioni sopradette.

Comincio coi poteri emissivi totali.

Se corpo e sfera hanno la stessa temperatura Θ, fra essi si stabilisce la radiazione normale la cui intensità, per la legge di Stefan è

$$Q = C\Theta^4$$

essendo C una costante.

Se la temperatura del corpo aumenta a Θ_1 esso invierà alla sfera più calore di quanto ne riceva, e precisamente, se fosse nero invierebbe in più la quantità

$$C(\Theta_1^4 - \Theta^4)$$

ma se ha il potere emissivo a, e la sfera è bene annerita, invierà in più la quantità

$$\Delta Q = a\,C(\Theta_1^4 - \Theta^4)\,.$$

In tutto dunque il corpo emetterà

$$Q + \Delta Q = C\Theta^4 + a\,C(\Theta_1^4 - \Theta^4)$$

mentre se fosse nero emetterebbe

$$Q_1 = C\Theta_1^4 .$$

Il potere assorbente sarà dunque diventato

$$(1) \qquad A = \frac{Q + \Delta Q}{Q_1} = \frac{\Theta^4 + a(\Theta_1^4 - \Theta^4)}{\Theta_1^4} = a + (1-a)\frac{\Theta^4}{\Theta_1^4}$$

e il potere emissivo sarà

$$(2) \qquad E = \left(a + (1-a)\frac{\Theta^4}{\Theta_1^4}\right) E .$$

Per determinare i poteri emissivi parziali, bisogna applicare la legge della ripartizione dell' energia nello spettro.

Le esperienze di Paschen e Wanner hanno dimostrato che la formula del Wien è applicabile per tutte le temperature raggiunte nella regione visibile dello spettro, perciò mi servo di essa.

Finchè corpo e sfera hanno la stessa temperatura l'emissione dell' onda di lunghezza λ sarà data da

$$E_{\lambda\Theta} = K e^{-\frac{B}{\Theta}}$$

dove K e B sono costanti per ogni data onda, e è la base dei logaritmi naturali.

Se la temperatura di entrambi salisse a Θ_1 si avrebbe

$$E_{\lambda\Theta_1} = K e^{-\frac{B}{\Theta_1}}$$

ma se l' aumento si fa solo per il corpo il cui potere assorbente è a_λ, l' incremento della radiazione λ non sarà più

$$K\left(e^{-\frac{B}{\Theta_1}} - e^{-\frac{B}{\Theta}}\right)$$

ma

$$a_\lambda K\left(e^{-\frac{B}{\Theta_1}} - e^{-\frac{B}{\Theta}}\right)$$

e quindi il corpo irradierà con la lunghezza d'onda λ l'energia

$$K\left[e^{-\frac{B}{\theta}}+a_\lambda\left(e^{-\frac{B}{\theta_1}}-e^{-\frac{B}{\theta}}\right)\right].$$

Il nuovo potere assorbente sarà dunque

$$A_\lambda=\frac{K\left[e^{-\frac{B}{\theta}}+a_\lambda\left(e^{-\frac{B}{\theta_1}}-e^{-\frac{B}{\theta}}\right)\right]}{K e^{-\frac{B}{\theta_1}}}$$

ossia

$$A_\lambda=a_\lambda+(1-a_\lambda)\,e^{\frac{B}{\theta_1}-\frac{B}{\theta}} \tag{3}$$

e il potere emissivo

$$E_\lambda=\left[a_\lambda+(1-a_\lambda)\,e^{\frac{B}{\theta_1}-\frac{B}{\theta}}\right]E_\lambda. \tag{4}$$

c) Apparecchi e disposizione delle esperienze. — Per la ragione detta poco prima ho lasciato da parte i metalli che si ossidano; per altre ragioni di indole essenzialmente pratica ho dovuto limitare l'esame a lamine di argento, oro e platino ottenute collo stesso laminatoio, e di platino annerito mediante una leggera platinatura.

I tre metalli erano puri.

Da ognuna delle lamine tagliai delle lastrine aventi la forma della figura 3.

Lo spessore alquanto diverso da una lastrina all'altra era di circa mm. 0,02, la larghezza mm. 2,5 circa, la lunghezza cm. 12 pel platino, 16 per gli altri metalli: le due appendici E C, F D erano di larghezza inferiore al mezzo millimetro.

Le quattro estremità A, B, C, D erano saldate mediante argento a quattro fili di rame dei quali i due saldati in A e B servivano per mandare la corrente elettrica nella lamina, e gli altri due per mandarne una derivazione in un galvanometro. I quattro fili di rame, paralleli, passavano attraverso a un grosso tappo di sughero dal quale erano isolati mediante tubetti di vetro, e con due ripiegature ad angolo retto anda-

vano a pescare in quattro pozzetti di mercurio i quali servivano per inserire la lamina nei circuiti della corrente riscaldatrice e del galvanometro. L' insieme è rappresentato dalla fig. 4.



Fig. 3.

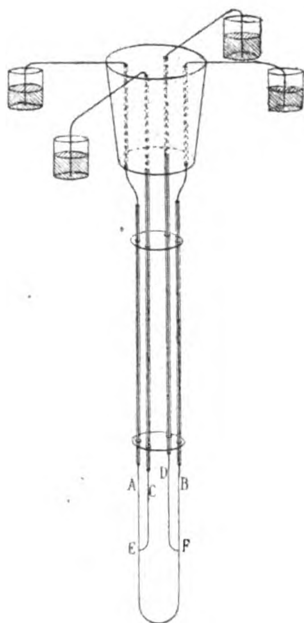


Fig. 4.

Il recipiente nel quale introducevo le lamine per variarne a piacere il potere emissivo, consisteva in una sfera a grosse pareti di rame annerite internamente, posta nel centro all' incirca di un cilindro pure di rame. Il diametro della sfera era di circa cm. 9, quello del cilindro cm. 16 su 20 di altezza. Due tubi di rame A e B (figure 5 e 6) saldati alla sfera e al cilindro li tenevano rigidamente unit', e permettevano l' introduzione della lamina per A e la sua osservazione per B; i loro diametri erano rispettivamente mm. 16 e mm. 11. Altri due tubi servivano: C per l' introduzione di un termometro T, il cui bulbo giungeva vicinissimo alla sfera, all' altezza di B; D per riempire o vuotare il cilindro e per aggiungere un re-

frigerante a circolazione di acqua, oppure semplicemente a ricaduta.

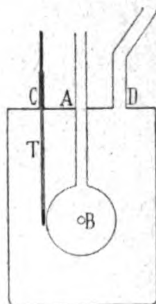


Fig. 5.

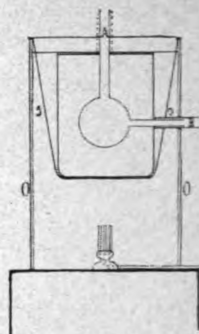


Fig. 6.

Tutte le saldature erano fatte ad argento, e le connessioni di C e D col termometro e col refrigerante erano fatte con amianto e luto.

Nello spazio compreso fra sfera e cilindro introducevo la sostanza che doveva servire per mantenere a temperatura uniforme le pareti della sfera, cioè acqua per le temperature dell' ambiente e di 100°; paraffina per le temperature superiori.

Queste mi erano indicate dal termometro T, un Baudin graduato fino a 400° del quale avevo esaminato lo zero e il 100, perchè me ne servivo per determinare la variazione della resistenza elettrica delle lamine col crescere della temperatura.

Il cilindro di rame sorretto da due staffe *s s* di ferro, era entro a un altro cilindro, più grande, di terra cotta O O, dal cui orlo superiore pendevano le staffe e che poggiava sopra una robusta base di mattoni (fig. 6).

Un foro laterale permetteva il passaggio del tubo B d'osservazione avvolto in un manicotto di amianto; un altro permetteva l' accensione di un bruciatore di Bunsen a sei becchi posto sotto al cilindro di rame. Due dischi di amianto chiudevano superiormente il cilindro di terra cotta.

La disposizione che mi permetteva di scaldare la lamina e di misurarne la temperatura è la seguente (fig. 7).

La corrente elettrica proveniente da una batteria di pile Bunsen o di accumulatori Tudor, giungeva anzitutto al com-

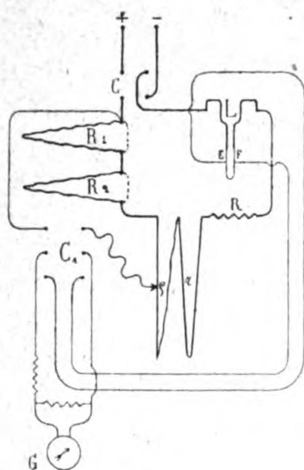


Fig. 7.

mutatore a mercurio C, in seguito percorreva la lamina L da esaminare, un reostata R, un reocordo r di filo di packfong del diametro di 3 mm., che servivano per regolarla; indi un reocordo ρ fatto con nastro di nichelina, lungo m. 1,20 largo cm. 1 grosso mm. 0,5, e finalmente due resistenze aggiuntive R_1 R_2 fatte con nastro di nichelina lunghe circa m. 1,20, grosse mm. 0,5 e larghe una cm. 1, l'altra cm. 2; queste potevano venir inserite nel circuito o escluse mediante ponti di grosso filo di rame amalgamato, da immergersi in pozzetti di mercurio, ove pescavano pure i loro estremi costituiti da grossi fili di rame.

Dall' ultimo di questi pozzetti partiva un filo diretto al commutatore C_1 al quale si univa pure un altro punto, della resistenza di nichelina preso sul reocordo con un contatto mobile; ad esso giungevano ancora i due fili del galvanometro G e due fili uniti agli elettrodi E, F della lamina.

Il commutatore C_1 serviva dunque per sostituire la derivazione presa sulla lamina con quella presa su un dato tratto del nastro di nichelina; era del solito tipo ad altalena, coi quattro pozzetti estremi scavati nella paraffina, e per garantire il con-

tatto della parte centrale oscillante tra due perni, sorretti da colonnine di ebanite, coi perni stessi, avevo saldata ad essa e ai perni due fili flessibili di rame.

Con questa disposizione potevo determinare celeremente e con precisione grande la resistenza della laminetta, deducendola dalla resistenza della nichelina che dà al galvanometro la stessa deviazione.

Per galvanametro ho adoprato un Despretz-D'Arsonval ordinario, a grande resistenza e shunt al quale avevo cambiato la sospensione per renderlo più sensibile ed io ne osservavo con un cannocchiale le deviazioni su una scala posta a circa due metri da esso, in modo che potevo fare senza spostarmi l'osservazione della lamina e l'osservazione al cannocchiale. Nel suo circuito ponevo una resistenza di parecchie migliaia di ohm, ciò che rendeva più precise le misure, perchè eliminava l'inconveniente della variazione di resistenza nel contatto mobile, e delle differenze tra i circuiti che univano il commutatore C_1 alla nichelina o alla lamina.

d) Modo di eseguire le esperienze. — Nelle esperienze procedevo nel modo seguente. Dopo tre quarti d'ora[1] di permanenza al buio perfetto, chiudevo il circuito della corrente, poi facevo crescere questa gradatamente, tenendo l'occhio applicato contro il manicotto di amianto avvolgente il tubo d'osservazione B, finchè appariva la luce grigia; allora regolavo la corrente col reocordo di packfong *r* fino a quando la luce assumeva quel carattere d'instabilità suo particolare per cui *basta fissarla perchè scomparisca,* mentre compare all'occhio che non fissi direttamente la lamina, e basta una piccola diminuzione di temperatura perchè scomparisca del tutto; in questo momento invertivo la corrente mediante il commutatore C.

Verificato se il carattere permaneva, illuminavo la scala e leggevo la deviazione al galvanometro dovuta alla corrente derivata dalla lamina *fin da quando ne facevo l'osservazione,*

1) Il tempo era dato da un pendolo che batte i quarti d'ora.

poscia invertivo il commutatore C_1, cioè mandavo nel galvanometro la derivazione presa dalla nichelina, e spostavo il contatto mobile fino ad ottenere la stessa deviazione; leggevo la posizione del contatto; invertivo allora la corrente mediante C e ripetevo le osservazioni al galvanometro tanto per la lamina quanto per la nichelina.

Ciò fatto leggevo la temperatura al termometro T.

L'inversione della corrente era resa necessaria da piccole correnti termoelettriche che si generavano nelle varie saldature delle lamine e nei vari contatti, specialmente quando scaldavo il bagno; non ho tenuto conto delle esperienze eseguite prima di avvedermi di questo inconveniente, e per quanto l'avessi poi effettivamente eliminato, nelle esperienze successive ho voluto garentirmi mediante l'inversione.

e) Resistenze di nichelina. — La temperatura della lamina essendo data dalla sua resistenza elettrica, e questa dalla lunghezza del nastro di nichelina che produceva la stessa deviazione al galvanometro, dovetti studiare:

1° la resistenza del nastro di nichelina,

2° la variazione della resistenza delle laminette col crescere della temperatura.

La resistenza di nichelina consisteva nei due nastri R_1, R_2 e nel reocordo ρ; la misurai con molta cura.

La scelta della nichelina è dovuta al suo piccolo coefficente di temperatura.

In seguito ho graduato il reocordo determinando successivamente le due parti che lo costituiscono e le cui resistenze hanno un dato rapporto: 1, 2, 3, ecc. e dai risultati ho dedotto una tabella che mi dava la resistenza in ohm della parte del reocordo inserita nella derivazione, dalla lettura della posizione del contatto mobile [1]).

Per conoscere la resistenza della laminetta bastava conoscere su quali delle resistenze di nichelina e su quanti centimetri di reocordo era presa quella derivazione che dava nel

1) Questa posizione si leggeva su scala metallica lunga cm. 120, divisa in mm. con nonio, coll'approssimazione di mm. 0,1.

galvanometro una corrente uguale a quella derivata dalla laminetta, e veniva data dal quadro seguente.

Resistenze di nichelina inserite	Resistenze della lamina
$R_1 + R_2 + n$ cm. reocordo	ohm $0,1599 + n$ cm. reocordo
$R_1 + n$ »	» $0,1069 + n$ »
$R_2 + n$ »	» $0,0559 + n$ »
n »	» $0,0028 + n$ »

La resistenza di ohm 0,0028 dell'ultima linea era dovuta ai fili di rame che servivano ad escludere R_1 ed R_2 e che univano R_2 a R_1, R_1 a ρ.

f) Variazione delle resistenze delle lamine colla temperatura. — Applicando i dati del Mathiessen per la variazione di resistenza dell'oro, ai risultati delle prime esperienze, ottenevo per questo una temperatura minima di visibilità di circa 300° ; attribuendo al platino il coefficiente di temperatura 0,0025 mi risultava una temperatura di circa 600°. Dovetti quindi studiare le variazioni di resistenza delle lamine adoperate.

Mi servii dello stesso apparecchio e della stessa disposizione che ho descritto e misurai le resistenze delle lamine alle temperature dell'ambiente, dell'acqua bollente e a temperature superiori ottenute colla paraffina.

Durante queste misure la lamina era nella sfera e i due tubi erano ben chiusi con amianto; naturalmente prima di eseguire ogni misura mantenevo lungamente la temperatura al valore voluto.

Così trovai come medie di parecchie misure concordanti i risultati seguenti, coi quali ho costruito le curve 1, 2, 3, 4 della figura 8.

Per il platino

a 14°,7	$r = 0,1013$ ohm
100°	0,1314
305°,7	0,2013
361°	0,2191

dai primi tre valori si ottiene

$$r_t = r_{14,7} \, (1 + 0{,}003\,52\, t - 0{,}000\,000\,447\, t^2)$$

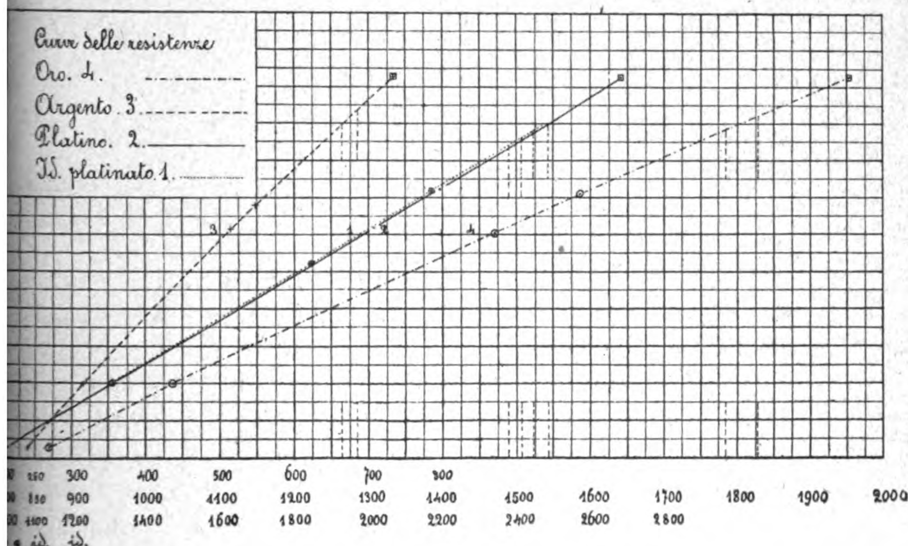


Fig. 8.

dai primi due col quarto

$$r_t = r_{14,7} \, (1 + 0{,}003\,52\, t - 0{,}000\,000\,461\, t^2)$$

cosicchè in media si ha

(5) $$r_t = r_{14,7} \, (1 + 0{,}003\,52\, t - 0{,}000\,000\,454\, t^2).$$

Per l'argento

a	$14^\circ{,}7$	$r = 0{,}0239$
	100°	$r = 0{,}0316$
	302°	$0{,}0514$
	341°	$0{,}0548$

da cui si deduce

(6) $$r_t = r_{14,7} \, (1 + 0{,}003\,71\, t + 0{,}000\,000\,866\, t^2).$$

E finalmente per l' oro

a	14°,7	$r = 0{,}0871$
	100°	0,1036
	301°,5	0,1472
	359°	0,1587

da cui risulta

(7) $$r_t = r_{14{,}7}\,(1 + 0{,}002\,33\,t + 0{,}000\,000\,415\,t^2).$$

Delle formule così trovate mi sono servito per estendere le curve in modo da poterne dedurre comodamente le temperature di visibilità note le resistenze.

Pel platino platinato, essendo la platinatura leggerissima, da lasciar scorgere ancora un po' di lucentezza metallica, la resistenza è uguale a quella che aveva prima della platinatura, salvo che per le temperature elevate, alle quali è un po' minore, ma assai poco, tanto da essere poco sensibile la differenza, tra le temperature dedotte dalle due curve di resistenza del platino laminato e del platino annerito.

I coefficienti ottenuti per l' oro e per il platino sono differenti da quelli che si trovano comunemente citati; ciò può dipendere dal fatto che i metalli da me adoperati erano forse solo commercialmente puri, per quanto il loro splendore non variasse menomamente in seguito alle numerose esperienze.

g) Esperienze e risultati. — La sensibilità della disposizione è certo superiore alle variazioni della sensibilità dell' occhio. Infatti essa permette di misurare la temperatura delle lastrine coll' approssimazione di un grado, mentre le variazioni di sensibilità dell' occhio anche con la preparazione detta sono notevolmente superiori.

Prima di assoggettare ogni lamina alle misure, verificai se diventava uniformemente luminosa al passaggio della corrente, e vidi che effettivamente era così per tutta la parte compresa tra i due elettrodi E ed F i quali erano abbastanza lontani da A e B da non risentirne l' effetto, e d' altra parte erano troppo sottili per avere essi stessi un' azione refrigerante notevole.

Con esse eseguii parecchie determinazioni delle temperature minime di visibilità mantenendo mediante acqua la temperatura della sfera a circa 16°; due mantenendo la temperatura verso 100°, ma la variazione del potere emissivo per le onde luminose era troppo piccola perchè potessi avvertire una differenza nella temperatura di visibilità, così che non ne feci altre; su quella di argento feci pure un' esperienza con la sfera alla temperatura di 330°, pure senza risultato sicuro per la stessa ragione, e finalmente eseguii con tutte varie esperienze tenendo la sfera verso 385° mediante l' ebullizione della paraffina, e queste mi diedero risultato positivo.

In seguito, confermato ciò che prevedevo, che anche colla sfera a temperature notevolmente superiori a quella dell' ambiente, non verificavo azione sensibile sulla temperatura di luminosità, per evitare ogni variazione nelle altre condizioni seguii quest' ordine: facevo una misura tenendo la sfera nella paraffina solida, poi ne facevo un' altra facendo bollire la paraffina, poi cambiavo la posizione della lamina o ne mettevo un' altra e ripetevo le osservazioni.

Ed eccone i risultati:

ARGENTO. (Curva 3 della fig. 8).

Temp. sfera	Resistenza della lamina
$t = 14°$	$r = 0{,}0683$
$t = 15°$	0,0678
$t = 16°$	0,0687
$t = 80°$	0,0686
$t = 330°$	0,0686

Da questi valori risulta che la lamina alla temperatura minima di visibilità nella sfera fredda ha la resistenza di

ohm 0,0685

cui corrisponde la temperatura

$$T = 469° .$$

I valori estremi di T sono

$$T = 463 \qquad T = 474 .$$

Le esperienze fatte colla paraffina bollente mi diedero

Temp. sfera	Resistenza lamina
$t = 391^0$	$r = 0{,}0668$
$t = 385^0$	$r = 0{,}0662$

Veramente questa seconda resistenza avrebbe dovuto essere maggiore della prima, ma la differenza è piccola e può essere attribuita forse, più che agli errori di misura, alla variazione di sensibilità dell' occhio.

Facendo la media si ha

$$t = 388^0 \qquad r = 0{,}0665$$

$$T = 449$$

e il valore minimo di T sarebbe 446^0.

ORO. (Curva 4).

Temp. sfera	Resistenza lamina
$t = 20^0$	$r = 0{,}1806$
20^0	$0{,}1850$
100^0	$0{,}1828$

in media dunque

$$r = 0{,}1828$$

da cui

$$T = 460^0$$

e la minima sarebbe

$$T = 452^0 .$$

Nella paraffina bollente

Temp. sfera	Resistenza lamina
$t = 379^0$	$r = 0{,}1800$

Cambiata la paraffina perchè resa impura dalle prolungate ebullizioni:

$t = 387^0$	$r = 0{,}1769$
$t = 383^0$	$r = 0{,}1786$

In media

$$t = 383 \qquad r = 0,1785$$

$$T = 443$$

e la minima sarebbe

$$T = 437 .$$

PLATINO. (Curva 2).

Temp. sfera	Resistenza lamina
$t = 16^0$	$r = 0,2521$
16^0	0,2470
20^0	0,2470

Media

$$r = 0,2487$$
$$T = 449^0$$

e la minima sarebbe

$$T = 445^0.$$

Nella paraffina bollente

$t = 380^0$	$r = 0,2460$
$t = 379^0$	0,2435

Media

$$r = 0,2447$$
$$T = 438^0.$$

La temperatura minima sarebbe

$$T = 435^0.$$

PLATINO PLATINATO. (Curva 1).

Temp. sfera	Resistenza lamina
$t = 20^0$	$r = 0,2433$
20^0	0,2400

Media

$$r = 0,2416$$
$$T = 432$$

Minima

$$T = 427 .$$

Nella paraffina bollente

Temp. sfera	Resistenza lamina
379°	$r = 0,2377$
378,5	0,2383

Media

$$r = 0,2380$$
$$T = 422.$$

Minima

$$T = 421.$$

Riunendo i risultati si ottiene la tabella seguente:

	Temp. sfera	Argento	Oro	Platino	Platino platinato
Medie delle temperature minime di visibilità	20°	469	460	449	432
	385° circa	449	443	438	422
Differenze		20	17	11	10
Più piccole temperature minime di visibilità	20°	463	452	445	427
	385° circa	446	437	435	421
Differenze		17	15	10	6

Questa tabella dimostra, oltre che l' influenza della temperatura delle pareti sulle temperature di visibilità, che in complesso le differenze delle temperature di visibilità decrescono col diminuire delle temperature stesse, secondo la previsione; se poi mediante essa si determina a quale temperatura la differenza si annulla, si trova circa 410° tenendo conto delle

medie delle temperature minime e 405° tenendo conto delle altre.

Questa temperatura è quella alla quale dovrebbe diventare visibile *per me* il corpo perfettamente vero [1]).

h) Poteri emissivi e assorbenti delle lamine. — Da questi risultati si può dedurre il valore dei poteri assorbenti ed emissivi delle lamine, relativamente al corpo nero.

Siano infatti Θ e Θ_1 le temperature di visibilità del corpo nero e del corpo avente il potere assorbente a_λ. Applicando la formula di distribuzione del Wien pel corpo nero

$$E_\lambda = C\,\lambda^{-5}\,e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}}$$

sarà

$$C\,\lambda^{-5}\,e^{-\frac{c}{\lambda\Theta}} = a_\lambda\,C\,\lambda^{-5}\,e^{-\frac{c}{\lambda\Theta_1}}$$

essendo λ la lunghezza dell' onda che per prima viene percepita dall' occhio.

Da questa relazione si ottiene facilmente

$$\log_{10} a_\lambda = -\,0{,}434\,c\,\frac{\Theta_1 - \Theta}{\lambda\,\Theta_1\,\Theta}\,. \tag{8}$$

Mediante questa formula si possono calcolare i poteri assorbenti essendo noti Θ e Θ_1 cioè tanto se la sfera è fredda come se è calda.

Ma noto il potere assorbente allorchè la sfera è fredda posso calcolare il valore che assume scaldando la sfera, mediante la formula (3) dalla quale, ricordando che $B = \frac{c}{\lambda}$, ricavo

$$\log_{10}(A_\lambda - a_\lambda) = \log_{10}(1 - a_\lambda) - \frac{c}{\lambda}\,\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Theta_1\,\Theta_2}\,.\,0{,}434 \tag{9}$$

dove Θ_2 indica la temperatura della sfera.

1) Il Lummer, nella nota citata avanti, dice di esser riuscito a veder luminosi corpi aventi radiazione di temperatura a soli 360°. Le condizioni in cui facevo io le osservazioni erano ottime, perchè il fondo della sfera che io guardavo costituisce un corpo quasi perfettamente nero. Eppure a 391° non osservai la minima traccia di luce e dalle mie esperienze risulta come più probabile una temperatura tra 400 e 405° per la visibilità del corpo nero. Dipenderà forse da minor sensibilità dell' occhio.

Eseguendo i calcoli nell' ipotesi che Θ sia 405° ottengo per $\lambda = 0,6\ \mu$.

	Dalla (8)			Dalla (9)	In media
	A	a	A—a	A—a	$\frac{A-a}{a}$
Argento	0,13	0,06	0,07	0,04	0,9
Oro	0,20	0,10	0,10	0,06	0,8
Platino	0,20	0,13	0,07	0,07	0,6
Platino platin.	0,43	0,33	0,10	0,10	0,3

I poteri assorbenti dei tre metalli dati dalla seconda colonna concordano con quelli comunemente citati.

La 5ª colonna conferma che la variazione è effettivamente più sentita dai corpi aventi i poteri emissivi minori.

i) *Confronto dei poteri emissivi.* — Per avere una conferma diretta che i corpi sperimentati hanno poteri assorbenti ordinati come le rispettive temperature di visibilità, feci saldare sopra un disco di argento avente il diametro di mm. 16, e lo spessore di mm. 1,2 tre settori uguali, di argento, di oro, di platino coi metalli stessi che mi avevano servito per fare le laminette.

Scaldando la faccia posteriore del disco, coi prodotti della combustione di un becco Bunsen, osservai che il platino si mantiene il più luminoso dei tre, segue l' oro e poi l' argento.

Avendo poi fatto fare un altro disco uguale allo scopo di misurare i rapporti tra i poteri emissivi dei tre metalli, l'operaio sostituì il platino da me adoprato con dell' altro e quindi dovetti accontentarmi di paragonare i poteri emissivi dell'oro e dell' argento.

Le misure furono fatte con uno spettrofotometro del Vierordt. A un centimetro dalla fenditura ponevo il disco in modo che la linea di separazione tra oro ed argento fosse sul prolungamento dell' asse del collimatore, e perpendicolare alla fenditura.

Il disco D (fig. 9) era fissato entro ad uno più largo E dietro al quale il tubo T adduceva i prodotti della combustione.

In questa disposizione c' è l' inconveniente che una parte della luce emessa da un settore si sovrappone sulla fenditura

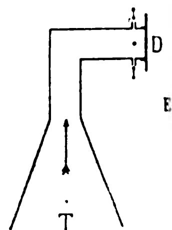


Fig. 9.

alla luce emessa dall' altra, ma, non potendo elevare molto la temperatura, per non allontanarmi troppo dalle condizioni delle altre esperienze, dovevo esaminare quantità piccolissime di luce, così che non ho creduto conveniente ricorrere ad artifizi noti.

Le misure mi diedero per rapporto tra il potere emissivo dell' argento e quello dell' oro nel giallo verdastro

0,67

e poichè questo valore, data la natura e lo scopo della ricerca, concorda abbastanza bene con quello che si deduce dalla 2ª colonna della tabella, me ne sono accontentato.

k) *Osservazioni.* — Se paragono le temperature di visibilità da me ottenute con quelle trovate dall' Emden, noto che mentre io osservo che diventano luminosi

il platino	a	447°	o	449
l' oro	a	452	o	460
l' argento	a	463	o	469

l' Emden osserva invece

il platino	a	408°
l' oro	a	423
l' argento	a	415

vale a dire a temperature notevolmente inferiori e non disposte nello stesso ordine.

La prima divergenza si potrebbe attribuire a una diversa sensibilità dell' occhio, e infatti il Gray cita delle differenze tra un individuo e l' altro di oltre 30° e il Bottomley trova che il platino diventa luminoso a 435°; può ancora dipendere dal fatto che io adopro lamine più strette di quelle adoprate dall' Emden; ma si può pure in parte attribuire ad una causa forse più importante di queste.

Infatti nelle misure dell' Emden come in quelle precedenti del Weber, i metalli osservati costituiscono il fondo di un imbuto di rame rovesciato, al disotto del quale un altro imbuto trasporta i prodotti della combustione per riscaldare la lamina.

Allorquando la lamina è alla temperatura di visibilità, le pareti dell' imbuto di rame, della quale essa è il fondo, saranno calde e la loro temperatura andrà crescendo gradatamente dal collo alla base, e in vicinanza della lamina sarà di poco minore alla temperatura di questa. Queste pareti irradieranno e nell' interno la loro radiazione si sommerà a quella della lamina che per conseguenza non irradierà più liberamente, ma come parte di un corpo approssimatamente nero, e perciò la sua temperatura di visibilità si abbasserà.

In quanto al fatto che l' Emden osservi luminoso prima l' argento e poi l' oro, può provenire da una differenza tra le superfice emittenti.

Per conto mio osservo che le lamine erano state successivamente laminate allo stesso laminatoio, che il mio risultato concorda con quello di O. Wiedeburg il quale confrontando l' emissione a 100° di 18 metalli trovò che i loro poteri emissivi si possono ordinare secondo la stessa serie delle resistenze elettriche e termiche, fatta eccezione pel nichelio, e che inoltre l' esperienza fatta col disco a settori dimostra che quest' ordine viene ancora mantenendo a temperature notevolmente superiori a quelle di visibilità, almeno pei tre metalli esaminati.

Conclusioni.

Da quanto precede credo si possa dedurre che:

1° La legge del Draper, che era già stata enunciata dal Wedgwood oltre cinquanta anni prima, non sussiste.

2° I corpi aventi radiazione di temperatura diventano visibili a temperature tanto minori quanto maggiore è il loro potere emissivo.

3° Poichè il potere emissivo *apparente* di un corpo dipende dalla temperatura dei corpi che lo circondano, variando questa, varierà pure la sua temperatura di visibilità; ma poichè la variazione dei poteri emissivi per onde luminose è insensibile fino a 300°, si può anche dire che le temperature trovate sono quelle alle quali i metalli studiati diventerebbero luminosi nello spazio libero, anche se questo fosse allo zero assoluto. La variazione dei poteri emissivi dovuta all' ambiente può diventare sensibile quando si tratti della parte meno rifrangibile e di temperature poco elevate.

4° Le esperienze fatte colla sfera di rame scaldata non sono sufficienti per decidere se nello spettro di un corpo esistano sempre tutte le radiazioni, o se per contro le più piccole lunghezze d' onda si producono a mano a mano che la temperatura si eleva, ma dimostrano chiaramente che *anche prima che un corpo diventi luminoso, nel suo spettro esistono già radiazioni della parte visibile*, però con intensità inferiori alla sensibilità dell' occhio, che solo si possono osservare sovrapponendole opportunamente.

Questo lavoro fu eseguito nell' Istituto fisico della Regia Università di Torino, e io colgo volentieri l' occasione per rigraziare vivamente il Prof. Andrea Naccari che mi fu largo di consigli e di mezzi.

R. Istituto Tecnico di Reggio Calabria.

Agosto 1904.

LE SCARICHE OSCILLANTI NEI SISTEMI DI CONDUTTORI COMPLESSI E LA TEORIA ELETTROMAGNETICA DELL' ANALISI SPETTRALE.

Memoria di ANTONIO GARBASSO.

Avvertenza preliminare. — Quando si studia l' azione dei corpi trasparenti su la luce ci troviamo di solito in vicinanza di *una* fra le righe caratteristiche dello spettro d' assorbimento; la velocità delle onde e la costante di estinzione risultano quindi determinate da quella riga in modo preponderante.

Vuol dire che i fenomeni saranno poco dissimili da quelli che si avrebbero con l' impiego di sistemi forniti di *un solo* periodo proprio; è per questo che il risonatore di Hertz, nella sua forma comune, basta già a riprodurre tutta una serie di fatti, come il colore superficiale e l' assorbimento elettivo, la rifrazione e la dispersione della luce.

Ma, se ci si domanda di costruire un modello per le molecole e gli atomi dei corpi *luminosi*, siamo obbligati a rinunciare a quel primo schema, e a rivolgere invece la nostra considerazione a conduttori di gran lunga meno semplici.

Volendo stabilire una teoria elettromagnetica dell' analisi spettrale, nell' ordine di idee indicato, bisogna dunque anzitutto porre e risolvere il problema delle scariche oscillanti in un conduttore complesso, anzi in un sistema di conduttori complessi; e solamente dopo questo lavoro preliminare si cercherà di vedere fino a che punto i resultati del calcolo corrispondano a quelli più sicuri delle indagini sperimentali.

E l' una e l' altra cosa ho procurato di fare in una serie di lavori, che pubblicai negli ultimi due anni; i quali lavori mi propongo adesso di raccogliere e di coordinare nella presente Memoria.

Il problema delle scariche nel caso più generale, sotto la sola riserva che le capacità dei fili siano trascurabili, porta ad equazioni differenziali ordinarie, lineari ed omogenee, con coefficienti costanti.

Per chiarezza di esposizione e per economia di tempo, stabilisco quindi in primo luogo (Capitolo primo) certe formole simboliche, che permettono di integrare immediatamente dei sistemi di tale natura.

E poi faccio vedere (Capitolo secondo) come si risolva il problema delle scariche in un circuito complesso, ed applico la teoria ad alcune disposizioni particolari; per queste il calcolo non è condotto a compimento, ma limitato alla ricerca dei periodi caratteristici.

In realtà la conoscenza delle costanti arbitrarie ha interesse nei soli casi in cui siamo in grado di fissare sperimentalmente le condizioni iniziali. Questo si fa appunto nelle esperienze del Cardani e di altri su le scariche derivate dai condensatori; e però nel Capitolo terzo, per dare un esempio completo del metodo, studio le leggi secondo le quali la carica posseduta da una capacità passa nel suolo per due fili paralleli.

Segue (Capitolo quarto) la teoria generale delle oscillazioni elettriche in un sistema di conduttori complessi, teoria che applico pure ad alcuni problemi più semplici.

La mancanza di dati sperimentali sicuri non permette nel caso presente nessun confronto quantitativo.

Dopo queste premesse vengo a studiare (Capitolo quinto) il fenomeno dell'emissione della luce. Poichè ai sistemi di sistemi si possono estendere talune fra le proprietà più importanti dei sistemi di circuiti semplici, lascio impregiudicata da principio la quistione della struttura degli atomi materiali, e considero le molecole appunto come sistemi di conduttori. Le modificazioni prodotte nello spettro dal variare della temperatura e della pressione, e l'esistenza di spettri proprii dei corpi composti, e il diverso assorbimento delle molecole isomere trovano così una teoria semplice e naturale.

Resta il problema degli atomi: e per questi faccio vedere che conviene considerarli come complessi, piuttosto che come circuiti semplici. Stabilisco poi che, ad ogni modo, il modello non può essere unico, e deduco dall'esperienza in alcuni casi pratici il numero dei conduttori elementari; le serie di Kayser

e Runge vengono così a prendere un significato fisico, e risultano emesse da certi speciali circuiti [1]).

Sommario.

1) I dati relativi alla letteratura sono raccolti in fine di ciascun capitolo.
Le equazioni entro i limiti dei singoli capitoli sono richiamate con un semplice numero, altrimenti con due. Così la sigla (II, 5) sta ad indicare la quinta equazione del capitolo secondo.

CAPITOLO PRIMO.

Integrali simbolici per un sistema di equazioni differenziali lineari ed omogenee, a coefficienti costanti.

§ 1. *Eliminazione.* — Si abbia un sistema di $n+1$ equazioni, delle quali si suppone che contengano, sotto una forma lineare ed omogenea, $n+1$ funzioni e le loro derivate rispetto ad una variabile t fino all'ordine s. I coefficienti saranno costanti.

Chiamando:

$$y_1 \,.\, y_2 \dots y_\nu \dots y_n \text{ e } z$$

le funzioni incognite, le equazioni proposte potranno mettersi sotto la forma:

$$(1) \quad \sum_1^n \nu\, \alpha_{\mu,\nu}\, y_\nu + \sum_1^n \nu \sum_1^s \sigma\, \beta_{\mu,\nu,\sigma} \frac{d^\sigma y_\nu}{dt^\sigma} + \gamma_\mu z + \sum_1^s \sigma\, \delta_{\mu,\sigma} \frac{d^\sigma z}{dt^\sigma} = 0 ,$$

$$(\mu = 1,2 \dots n+1),$$

ove con:

$$\alpha_{\mu,\nu} \,.\, \beta_{\mu,\nu,\sigma} \,.\, \gamma_\mu \text{ e } \delta_{\mu,\sigma}$$

si indichino delle quantità costanti.

Porremo per brevità di scrittura:

$$\frac{d}{dt} = \mathrm{D} ,$$

e quindi:

$$\frac{d^\sigma}{dt^\sigma} = \mathrm{D}^\sigma .$$

e introdurremo ancora le notazioni:

$$\alpha_{\mu,\nu} + \sum_1^s \sigma\, \beta_{\mu,\nu,\sigma}\, D^\sigma = A_{\mu,\nu}\,,$$

$$\gamma_\mu + \sum_1^s \sigma\, \delta_{\mu,\sigma}\, D^\sigma = B_\mu\,.$$

Così le (1) prenderanno la forma semplice:

$$\text{(1')} \qquad \sum_1^n \nu\, A_{\mu,\nu}\, y_\nu + B_\mu\, z = 0\,,$$

$$(\mu = 1, 2 \ldots n+1).$$

Queste si possono trattare adesso come $n+1$ equazioni algebriche e lineari per le y_ν; la loro coesistenza esige che si annulli il determinante dei coefficienti e dei termini indipendenti.

Se ne ricava dunque:

$$\text{(2)} \qquad \begin{vmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \ldots A_{1,\nu-1} & A_{1,\nu} & A_{1,\nu+1} & \ldots A_{1,n} & B_1 \\ A_{2,1} & A_{2,2} & \ldots A_{2,\nu-1} & A_{2,\nu} & A_{2,\nu+1} & \ldots A_{2,n} & B_2 \\ \ldots & \ldots & \ldots\ldots & \ldots & \ldots & \ldots\ldots & \ldots \\ A_{\mu,1} & A_{\mu,2} & \ldots A_{\mu,\nu-1} & A_{\mu,\nu} & A_{\mu,\nu+1} & \ldots A_{\mu,n} & B_\mu \\ \ldots & \ldots & \ldots\ldots & \ldots & \ldots & \ldots\ldots & \ldots \\ A_{n+1,1} & A_{n+1,2} & \ldots A_{n+1,\nu-1} & A_{n+1,\nu} & A_{n+1,\nu+1} & \ldots A_{n+1,n} & B_{n+1} \end{vmatrix} z = 0,$$

ove il determinante esprime un' operazione, che si deve applicare appunto alla funzione z.

La legittimità del procedimento si riconosce osservando che, se si trattano le (1') nel modo indicato, si fanno in sostanza le stesse operazioni che, coi metodi ordinarii, conducono ad eliminare tutte le funzioni incognite ad eccezione di una sola. Naturalmente si tiene conto del fatto che le regole della moltiplicazione possono applicarsi al simbolo D, quando si dia alla potenza D^σ il senso stabilito.

Poichè la z nelle (1') non è trattata diversamente dalle y_ν, riesce evidente senz' altro che un' equazione della stessa forma deve valere per quelle funzioni. In realtà, ripetendo il

calcolo, e lasciando per ultima la funzione y_ν si verrebbe a ritrovare per questa la (2), con la sola differenza che la prima e l'ultima verticale del determinante scambierebbero i loro posti.

Possiamo dunque affermare che *l'eliminazione si fa applicando ad ogni funzione incognita il determinante dei coefficienti.*

§ 2. *Integrazione.* — Dalla (2) segue:

$$(3_1) \qquad z = \sum_{1}^{p} {}_{\pi}\, C_\pi \, e^{c_\pi t} \,,$$

$$p = s\,(n+1)\,,$$

dove le C_π sono costanti arbitrarie e le c_π devono determinarsi come radici dell'equazione caratteristica:

$$(4) \qquad \begin{vmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \dots & A_{1,\nu-1} & A_{1,\nu} & A_{1,\nu+1} & \dots & A_{1,n} & B_1 \\ A_{2,1} & A_{2,2} & \dots & A_{2,\nu-1} & A_{2,\nu} & A_{2,\nu+1} & \dots & A_{2,n} & B_2 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{\mu,1} & A_{\mu,2} & \dots & A_{\mu,\nu-1} & A_{\mu,\nu} & A_{\mu,\nu+1} & \dots & A_{\mu,n} & B_\mu \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{n+1,1} & A_{n+1,2} & \dots & A_{n+1,\nu-1} & A_{n+1,\nu} & A_{n+1,\nu+1} & \dots & A_{n+1,n} & B_{n+1} \end{vmatrix} = 0$$

quando in essa la D si consideri come un' incognita e non più come un simbolo di operazione.

Ciò posto assumeremo le n prime fra le equazioni (1) e le risolveremo come equazioni algebriche fra le y_ν.

Verrà:

$$y_\nu = \frac{(-1)^\nu}{\Delta} \begin{vmatrix} B_1 & A_{1,1} & A_{1,2} & \dots & A_{1,\nu-1} & A_{1,\nu+1} & \dots & A_{1,n} \\ B_2 & A_{2,1} & A_{2,2} & \dots & A_{2,\nu-1} & A_{2,\nu+1} & \dots & A_{2,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_\mu & A_{\mu,1} & A_{\mu,2} & \dots & A_{\mu,\nu-1} & A_{\mu,\nu+1} & \dots & A_{\mu,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_n & A_{n,1} & A_{n,2} & \dots & A_{n,\nu-1} & A_{n,\nu+1} & \dots & A_{n,n} \end{vmatrix}$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} A_{1,1} & \dots & A_{1,n} \\ \dots & \dots & \dots \\ A_{\mu,1} & \dots & A_{\mu,n} \\ \dots & \dots & \dots \\ A_{n,1} & \dots & A_{n,n} \end{vmatrix}, \; ^{1)}$$

o, sostituendo a z il valore (3_1):

$$y_\nu = (-1)^\nu \sum_1^p{}_\pi \frac{C_\pi e^{c_\pi t}}{\Delta(c_\pi)}$$

$$(3_2) \times \begin{vmatrix} B_1(c_\pi) & A_{1,1}(c_\pi) & \dots & A_{1,\nu-1}(c_\pi) & A_{1,\nu+1}(c_\pi) & \dots & A_{1,n}(c_\pi) \\ B_2(c_\pi) & A_{2,1}(c_\pi) & \dots & A_{2,\nu-1}(c_\pi) & A_{2,\nu+1}(c_\pi) & \dots & A_{2,n}(c_\pi) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_\mu(c_\pi) & A_{\mu,1}(c_\pi) & \dots & A_{\mu,\nu-1}(c_\pi) & A_{\mu,\nu+1}(c_\pi) & \dots & A_{\mu,n}(c_\pi) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_n(c_\pi) & A_{n,1}(c_\pi) & \dots & A_{n,\nu-1}(c_\pi) & A_{n,\nu+1}(c_\pi) & \dots & A_{n,n}(c_\pi) \end{vmatrix}.$$

1) Il senso della divisione per una funzione del simbolo D è stabilito dalla convenzione che l'operazione $f^{-1}(D)$ distrugge l'operazione $f(D)$.

Se è:

$$y = e^{ct},$$

e con $f(D)$ si indica un polinomio in D, si verifica subito che dovrà essere:

$$\frac{y}{f(D)} = \frac{e^{ct}}{f(D)} = \frac{e^{ct}}{f(c)}.$$

Infatti, ponendo ad esempio:

$$f(D) = \Sigma_\sigma K_\sigma D^\sigma,$$

verrebbe:

$$f(D) e^{ct} = \Sigma_\sigma K_\sigma D^\sigma e^{ct} = \Sigma_\sigma K_\sigma c^\sigma e^{ct},$$

ed avendosi per definizione:

$$\frac{f(D) e^{ct}}{f(D)} = e^{ct},$$

seguirebbe senz'altro:

$$\frac{\Sigma_\sigma K_\sigma c^\sigma e^{ct}}{f(D)} = e^{ct},$$

e quindi:

$$\frac{e^{ct}}{f(D)} = \frac{e^{ct}}{\Sigma_\sigma K_\sigma c^\sigma} = \frac{e^{ct}}{f(c)},$$

come si era annunciato.

Con le notazioni $A_{\mu,\nu}(c_\pi)$, $B_\mu(c_\pi)$ e $\Delta(c_\pi)$ si vuole indicare che nelle $A_{\mu,\nu}$ e B_μ vanno sostituite successivamente in luogo della D le p radici della (4).

Le formole (3_1) e (3_2) forniscono sotto un aspetto semplice gli integrali delle (1), o, meglio, delle (1'). Tutto riesce espresso in funzione delle c_π.

Per la determinazione di queste costanti basterà poi dare i valori iniziali delle y_ν, di z e delle loro derivate fino all'ordine $s-1$. Infatti si avranno così

$$n+1+(s-1)(n+1)=s(n+1)=p$$

condizioni lineari e, in generale, non omogenee fra le p costanti.

Nella massima parte dei casi non si ha bisogno di determinare le costanti e costruire completamente gli integrali (3_1) e (3_2); ma interessa solo la conoscenza qualitativa del fenomeno e, in particolare, dei periodi che spettano al sistema considerato. Tutto si riduce allora a scrivere e risolvere la caratteristica (4). Come illustrazione del metodo può valere il problema trattato al capitolo terzo, nel quale è svolto per intero il calcolo delle costanti.

§ 3. *Note bibliografiche al Capitolo primo.* — Le prime tracce del metodo simbolico impiegato si trovano in Leibniz [1]; Lagrange insegnò a scrivere la serie di Taylor sotto la forma:

$$f(x+h)=e^{h\frac{d}{dx}}f(x),$$

e Laplace ne diede una dimostrazione rigorosa. Ma sono principalmente gli analisti inglesi del secolo scorso (Cayley, Sylvester, Boole, ecc.) che lavorarono allo sviluppo di questo algoritmo e ne fecero largo uso.

1) Citato dallo Schnuse nella prefazione alla versione tedesca del libro del Boole: Die Grundlehren der endlichen Differenzen-und Summenrechnung (Braunschweig, Leibrock, 1867).

" Hoc modo ipsas *d* tractari quasi literas (quantitat. algebr.) non considerando " ipsas *x* vel *y*, nisi tamquam afficientes literam *d*, versa rerum vice, cum illa *d* sit " tantum nota quaedam syncategorematica, *x* autem et *y* sint quantitates . . . „.

Il Boole [1]) scrisse in forma simbolica l' integrale di una equazione alle differenze finite, e il Forsyth [2]) fece altrettanto per le equazioni differenziali ordinarie.

L' equazione (2) fu data la prima volta da Lord Rayleigh [3]) e la formula (3_2) da me [4]).

CAPITOLO SECONDO.

Scariche in un conduttore complesso.

§ 4. *Posizione del problema e sua soluzione generale.* — Un conduttore complesso sarà costituito in generale da certe p capacità, congiunte due a due da diversi fili; e questi siano in tutto in numero di m.

Chiameremo π, ρ, σ, τ gli indici correnti delle capacità, μ, ν gli indici correnti dei fili. Ogni capacità si distinguerà con un indice solo (come π) e ogni coppia di capacità con due indici (come π, σ); ogni filo si distinguerà con tre indici (come, π, ρ, μ), il primo e il secondo relativi alle capacità che il filo congiunge, il terzo relativo al filo stesso; finalmente ogni coppia di fili si distinguerà con sei indici (come π, ρ, μ, σ, τ, ν), i primi tre relativi al primo filo e gli ultimi al secondo.

Diremo q le cariche, K i coefficienti di potenziale, C le capacità (quando sarà conveniente introdurle), R le resistenze, L i coefficienti di autoinduzione, i le correnti, M i coefficienti di induzione mutua.

Si osserverà espressamente che $i_{\pi,\rho,\mu}$ è la corrente che va dalla π-esima alla ρ-esima capacità, seguendo il μ-esimo filo.

Si avrà:

$$i_{\pi,\pi,\mu} = 0 ,$$

(1)

$$i_{\pi,\rho,\mu} = - i_{\rho,\pi,\mu} .$$

1) L. c. pag. 106-133.

2) A. Russel Forsyth. Trattato sulle equazioni differenziali. Versione di A. Arbicone Livorno (Giusti, 1901) pag. 35 e seg., pag. 213 e seg.

3) Lord Rayleigh. Theory of Sound (London, Macmillan and Co., 1894-96). I, pag. 105.

4) A. Garbasso. Nouvelles Ann de Mathématiques, (4), II, 1902.

Le equazioni del problema sono divise in due serie: la prima serie è relativa ad ogni capacità e si scrive:

(2) $$D\, q_\pi + \Sigma_\rho \Sigma_\mu\, i_{\pi,\rho,\mu} = 0\,,$$

la seconda è relativa ad ogni filo e si scrive:

(3) $$\Sigma_\tau K_{\rho,\tau}\, q_\tau - \Sigma_\sigma K_{\pi,\sigma}\, q_\sigma + \Sigma_\sigma \Sigma_\tau \Sigma_\nu N_{\pi,\rho,\mu,\sigma,\tau,\nu}\, i_{\sigma,\tau,\nu} = 0\,,$$

intendendo che sia:

$$N_{\pi,\rho,\mu,\pi,\rho,\mu} = R_{\pi,\rho,\mu} + DL_{\pi,\rho,\mu}\,, \qquad \left(D = \frac{d}{dt}\right).$$
$$N_{\pi,\rho,\mu,\sigma,\tau,\nu} = DM_{\pi,\rho,\mu,\sigma,\tau,\nu}\,.$$

Il numero complessivo di queste equazioni si ottiene sommando il numero totale delle capacità col numero totale dei fili; esse sono dunque tante quante sono le incognite q ed i. Il resultato dell' eliminazione si esprime, come abbiamo veduto, applicando a ciascuna q ed a ciascuna i il determinante dei coefficienti. Ora, poichè ogni suo elemento è al massimo di primo grado in D, il determinante sarà una funzione di D di grado non superiore a

$$p + m.$$

In realtà però, svolgendo, si troverebbe che il grado è minore, e la cosa può anche riconoscersi a priori. Si avrà infatti per le (1) e (2):

$$D\, \Sigma^\pi q^\pi = - \Sigma_\pi \Sigma_\rho \Sigma_\mu\, i_{\pi,\rho,\mu} = 0\,,$$

la quale equazione significa che la carica complessiva del conduttore rimane inalterata.

È quindi possibile fare in modo, con semplici addizioni di linee, che il D risulti fattore in una orizzontale del determinante; allora il grado (γ) di quest' ultimo diventa:

$$\gamma = p + m - 1.$$

Se dunque si studia un conduttore comunque complesso ogni sua carica ed ogni sua corrente è determinata da un' equazione differenziale lineare ed omogenea (la stessa per tutte le variabili), il cui ordine è inferiore di uno alla

somma, che si ottiene aggiungendo al numero delle capacità il numero dei fili.

La caratteristica di tale equazione, che per brevità chiameremo nel seguito *caratteristica del conduttore*, si scrive ponendo senz'altro a zero il determinante e considerando in esso il D come un'incognita e non più come un simbolo operatorio; avrà in generale il grado $p + m - 1$.

Così, per esempio, se si tratta di due capacità riunite da un unico filo, come nel caso classico di Lord Kelvin, la caratteristica diventa di secondo grado.

Se le capacità sono due ed m i fili, il grado della caratteristica è $m + 1$.

Se si avesse un conduttore costituito secondo lo schema della benzina, come fu disegnato dal Kékulé, e si interpretassero gli atomi come capacità e i tratti di linea, relativi alle valenze, come fili, la caratteristica risulterebbe di ventesimosesto grado.

In pratica il procedimento di calcolo che abbiamo seguito non suole essere conveniente, perchè, se appena la struttura del conduttore si complica un poco, l'ordine del determinante appare elevatissimo, ed il suo svolgimento diviene lungo e penoso.

È più comodo eliminare le cariche dalle (3) per mezzo delle (2); si ottiene così un sistema di m equazioni fra le m correnti, e l'ordine del determinante si riduce anche ad m. Naturalmente con questo non muta la natura e il grado della caratteristica.

Converrà anche distinguere i diversi fili con un solo numero progressivo, e mettere le (3) sotto la nuova forma:

$$(4) \qquad \sum_{1}^{m}{}_{\nu}\, P_{\mu,\nu}\, i_{\nu} = 0\,, \qquad \mu = 1, 2, \ldots, m$$

la caratteristica si riduce allora all'aspetto semplice:

$$(5) \qquad \begin{vmatrix} P_{1,1} & P_{1,2} & \ldots & P_{1,m} \\ P_{2,1} & P_{2,2} & \ldots & P_{2,m} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ P_{m,1} & P_{m,2} & \ldots & P_{m,m} \end{vmatrix} = 0\,.$$

§ 5. *Conduttore ad una sola oscillazione.* — Passiamo adesso allo studio di qualche caso particolare, sia per vedere come si applichi in pratica il metodo indicato nell' ultimo paragrafo, sia per dedurre alcuni resultati, che saranno utili nel seguito della ricerca.

Il conduttore più semplice, che si possa imaginare, è costituito da due capacità congiunte da un filo (fig. 1 a); in questo caso le (2) diventano:

$$(2') \qquad \begin{cases} D q_1 + i = 0, \\ D q_2 - i = 0, \end{cases}$$

e il sistema (3) si riduce all' unica equazione:

$$(3') \qquad K_{2,1} q_1 + K_{2,2} q_2 - (K_{1,1} q_1 + K_{1,2} q_2) + (R + L D) i = 0,$$

ossia, ordinando:

$$(K_{2,1} - K_{1,1}) q_1 + (K_{2,2} - K_{1,2}) q_2 + (R + L D) i = 0;$$

si ottiene dunque la caratteristica:

$$\begin{vmatrix} D & 0 & 1 \\ 0 & D & -1 \\ K_{2,1}-K_{1,1} & K_{2,2}-K_{1,2} & R+LD \end{vmatrix} = D. \begin{vmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 0 & D & -1 \\ K_{2,1}-K_{1,1} & K_{2,2}-K_{1,2} & R+LD \end{vmatrix}$$

$$= D . [(R + L D) D + K_{1,1} + K_{2,2} - (K_{1,2} + K_{2,1})] = 0,$$

$$= D . [(R + L D) D + K_{1,1} + K_{2,2} - 2 K_{1,2}] = 0,$$

essendo in generale:

$$K_{\pi,\sigma} = K_{\sigma,\pi} .$$

Ma la stessa equazione si poteva ottenere molto più presto eliminando le q dalla (3') per mezzo delle (2'). Se la resistenza è piccola il conduttore emetterà una riga col periodo:

$$(*) \qquad T = 2 \pi \sqrt{\frac{L}{K_{1,1} + K_{2,2} - 2 K_{1,2}}} .$$

In particolare può avvenire che le azioni elettrostatiche fra le cariche libere siano trascurabili, e allora risulta:

$$T = 2 \pi \sqrt{\frac{L}{K_{1,1} + K_{2,2}}} ;$$

in quest' ultimo caso i coefficienti di potenziale sono semplicemente i reciproci delle capacità, quindi si può scrivere:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L C_1 C_2}{C_1 + C_2}} .$$

Per:

$$C_1 = C ,$$
$$C_2 = \infty ,$$

viene poi:

(**) $$T = 2\pi \sqrt{L C} ,$$

e per:

$$C_1 = C_2 = C ,$$

viene:

(***) $$T = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2}} ,$$

formole notissime.

Nel seguito, per non complicare troppo i calcoli, supporrò sempre che sia:

$$K_{\pi,\sigma} = 0 \quad (\pi \text{ diverso da } \sigma) ,$$

e introdurrò le capacità in luogo dei coefficienti di potenziale.

§ 6. *Conduttore a due oscillazioni.* — Si abbiano adesso tre capacità identiche, riunite da due fili, uguali fra loro, rettilinei e ortogonali (fig. 1 *b*). Distinguendo i fili con gli indici 1 e 2 si scriverà il sistema (4) sotto la forma:

$$\begin{cases} \left[(R + L D) D + \frac{2}{C}\right] i_1 - \frac{1}{C} i_2 = 0 , \\ \left[(R + L D) D + \frac{2}{C}\right] i_2 - \frac{1}{C} i_1 = 0 , \end{cases}$$

se ora si pone:

$$(R + L D) D + \frac{2}{C} = S ,$$

$$- \frac{1}{C} = r ,$$

la caratteristica del conduttore diventerà:

$$\begin{vmatrix} S & r \\ r & S \end{vmatrix} = S^2 - r^2 = (S - r)(S + r) = 0 .$$

Qui le onde sono due, e i loro periodi sono definiti dalle relazioni:

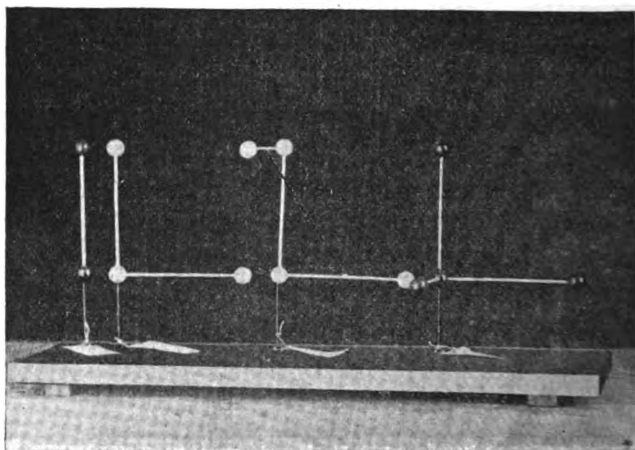
$$T_1 = 2\pi\sqrt{LC} ,$$

$$T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{LC}{3}} .$$

§ 7. *Conduttore a tre oscillazioni.* — Il caso immediatamente successivo è quello di quattro capacità tutte uguali, congiunte da tre fili (1, 2, 3) rettilinei, uguali fra loro, e paralleli ordinatamente agli spigoli di un triedro trirettangolo (fig. 1 *c*).

Le equazioni (4) diventano:

$$\begin{cases} \left[(R + L\,D)\,D + \frac{2}{C} \right] i_1 - \frac{1}{C} i_2 = 0 , \\ \left[(R + L\,D)\,D + \frac{2}{C} \right] i_2 - \frac{1}{C} i_1 - \frac{1}{C} i_3 = 0 , \\ \left[(R + L\,D)\,D + \frac{2}{C} \right] i_3 - \frac{1}{C} i_2 = 0 , \end{cases}$$



a *b* *c* *d*

Fig. 1. — *a)* Conduttore ad una sola oscillazione. *b)* Conduttore a due oscillazioni. *c)* Conduttore a tre oscillazioni. *d)* Conduttore le cui oscillazioni si riducono a due.

e con i soliti simboli la caratteristica si scrive:

$$\begin{vmatrix} S & r & 0 \\ r & S & r \\ 0 & r & S \end{vmatrix} = S(S^2 - 2r^2) = S(S + r\sqrt{2})(S - r\sqrt{2}) = 0 .$$

Vi sono dunque nello spettro tre righe, corrispondenti ai periodi:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2-\sqrt{2}}} ,$$

$$T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2}} ,$$

$$T_3 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2+\sqrt{2}}} .$$

§ 8. *Un altro conduttore a tre oscillazioni.* — Negli esempii, che abbiamo trattato al penultimo e all' ultimo paragrafo, il calcolo è reso semplice per il fatto che l' induzione mutua è ridotta a zero. Le formole ottenute hanno però una importanza maggiore di ciò, che si potrebbe credere a prima vista; in quanto esse valgono per approssimazione anche se i fili costituenti i conduttori si orientano in altro modo, purchè codesti fili siano lunghi in confronto del loro diametro.

L' esame di un caso particolare riesce opportuno per mettere in chiaro la proprietà di cui si tratta. Supporremo che il conduttore sia nuovamente costituito da tre pezzi di filo (uguali) e quattro capacità, anche uguali fra loro; ma i fili vogliamo che siano secondo una medesima retta, e le capacità saranno dischi di lamiera, forati normalmente nel centro (fig. 8 *b* e fig. 8 *c*).

Chiameremo M il coefficiente di induzione relativo a due fili vicini (1,2; 2,1; 2,3; 3,2) e m il coefficiente per la coppia di due fili lontani (1,3; 3,1); ponendo per semplicità:

$$\Sigma = D^2 M - \frac{1}{C} ,$$

$$\sigma = D^2 m ,$$

la caratteristica del conduttore diventa:

$$\begin{vmatrix} S & \Sigma & \sigma \\ \Sigma & S & \Sigma \\ \sigma & \Sigma & S \end{vmatrix} = (S - \sigma)(S^2 + \sigma S - 2\Sigma^2) = 0 .$$

Se ora si effettua lo svolgimento, si trascurano le resistenze e si pone ancora:

$$a = L^2 + L m - 2 M^2 ,$$

$$b = \frac{2}{C}(2L + m + 2M) ,$$

$$c = \frac{2}{C^2} ,$$

risulta:

$$\left[(L - m) D^2 + \frac{2}{C}\right](a D^4 + b D^2 + c) = 0$$

e quindi:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{2a}{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}} ,$$

$$T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{(L - m) C}{2}} ,$$

$$T_3 = 2\pi \sqrt{\frac{2a}{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}} .$$

Adesso bisogna naturalmente calcolare M ed m, ma la cosa è subito fatta se si suppone di conoscere L; perchè, chiamando l la lunghezza di ciascun tratto di filo, verrà:

$$L(2l) = 2L(l) + 2M ,$$

e quindi:

(*) $$M = \frac{1}{2}[L(2l) - 2L(l)] ;$$

similmente:

$$L(3l) = 3L(l) + 4M + 2m ,$$

e dunque:

$$(^{**})\qquad m = \frac{1}{2}\left[L(3l) - 3L(l) - 4M\right].$$

A questo punto si noti che, secondo una formola del Poincaré, è:

$$L(l) = 2l\left(\log\frac{4l}{d} - 1\right),$$

ove con d si indichi il diametro del filo.

Sostituendo nelle (*) e (**) risulta dunque:

$$M = l\log 4,$$

$$m = l\log\frac{27}{16}.$$

Le espressioni di L, M ed m fanno vedere che, mentre la prima grandezza dipende da l e dal rapporto $\frac{l}{d}$, le ultime due sono funzioni della sola l. È poi chiaro che al diminuire della d la L cresce; se dunque i fili sono lunghi e sottili l'induzione mutua sarà piccola davanti all'autoinduzione.

La ragione fisica di questo fatto sta in ciò che una corrente, distribuita in un mantello cilindrico, agisce all'esterno come se fosse concentrata su l'asse; il resultato è dunque generale, più che non possa apparire dal caso che si è considerato.

§ 9. *Conduttori a quattro e cinque oscillazioni.* — Volendo procedere al calcolo di conduttori sempre più complessi noi supporremo precisamente che i fili, di cui sono costituiti, siano lunghi e sottili.

Se per esempio vi sono in tutto cinque capacità (uguali), riunite due a due da quattro fili, uguali anche fra loro, come nella figura 8 a, la caratteristica si potrà scrivere sotto la forma:

$$\begin{vmatrix} S & r & 0 & 0 \\ r & S & r & 0 \\ 0 & r & S & r \\ 0 & 0 & r & S \end{vmatrix} = S^4 - 3r^2S^2 + r^4 = 0,$$

dalla quale si deducono i periodi:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2 - \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}}}},$$

$$T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2 - \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}}}},$$

$$T_3 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2 + \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}}}},$$

$$T_4 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2 + \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}}}}.$$

Se le capacità sono sei, tutte uguali, congiunte due a due da cinque fili pure eguali, viene come caratteristica:

$$\begin{vmatrix} S & r & 0 & 0 & 0 \\ r & S & r & 0 & 0 \\ 0 & r & S & r & 0 \\ 0 & 0 & r & S & r \\ 0 & 0 & 0 & r & S \end{vmatrix} = S(S^4 - 4r^2S^2 + 3r^4) = 0,$$

e di qui si ricavano i periodi:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2-\sqrt{3}}},$$

$$T_2 = 2\pi \sqrt{LC},$$

$$T_3 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2}},$$

$$T_4 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{3}},$$

$$T_5 = 2\pi \sqrt{\frac{LC}{2+\sqrt{3}}}.$$

Sarebbe facile scrivere, con le solite ipotesi, le caratteristiche di conduttori sempre più complessi, ma per ora non ne abbiamo bisogno. Ritorneremo su l'argomento più tardi.

§ 10. *Conduttori per i quali si abbassa il numero delle oscillazioni: caso particolare.* — La regola del paragrafo 4, secondo la quale il grado della caratteristica si calcola con la formola:

$$\gamma = p + m - 1,$$

assegna in realtà un valore massimo; non è escluso che, per una scelta particolare delle costanti, o una disposizione speciale dell'apparecchio, il grado si abbassi o certe radici diventino doppie o multiple. Può servire come esempio il caso del conduttore rappresentato dalla figura 1 *d*.

Si tratta di quattro capacità identiche, riunite due a due da tre fili rettilinei, uguali, e disposti secondo gli spigoli di un triedro trirettangolo.

Il sistema (4) prende la forma:

$$\left\{\begin{aligned} &\left[(R + L D) D + \frac{2}{C}\right] i_1 + \frac{1}{C} i_2 + \frac{1}{C} i_3 = 0, \\ &\left[(R + L D) D + \frac{2}{C}\right] i_2 + \frac{1}{C} i_3 + \frac{1}{C} i_1 = 0, \\ &\left[(R + L D) D + \frac{2}{C}\right] i_3 + \frac{1}{C} i_1 + \frac{1}{C} i_2 = 0, \end{aligned}\right.$$

e la caratteristica diventa:

$$\begin{vmatrix} S & -r & -r \\ -r & S & -r \\ -r & -r & S \end{vmatrix} = S(S^2 - r^2) - 2r^2(S + r),$$

$$= (S - 2r)(S + r)^2 = 0.$$

Quindi rimangono solamente due righe, determinate dai periodi:

$$T_1 = 2\pi\sqrt{LC},$$

$$T_2 = 2\pi\frac{\sqrt{LC}}{2},$$

e una costituisce l'ottava dell'altra.

§ 11. *Note bibliografiche al Capitolo secondo.* — Il caso di un conduttore ad una sola oscillazione, come più semplice e più facile a realizzare, fu naturalmente studiato per primo; e la teoria di Sir W. Thomson (Lord Kelvin) ad esso relativa rimane classica.

La formula (**) del paragrafo quinto si deve appunto al Thomson, la (***) invece appartiene al Poincaré [1]), e la (*), più generale, al Morera [2]).

Il Sig. v. Geitler [3]) ha studiato il problema di n capacità riunite due a due da $n-1$ fili, nel caso particolare in cui le resistenze e le induzioni mutue sono trascurabili; egli stabilisce che un circuito di codesto tipo emette uno spettro di $n-1$ righe, la quale cosa è in perfetto accordo col teorema del paragrafo quarto.

Essendo:

$$p = n\,,$$

$$m = n - 1\,,$$

viene infatti:

$$\gamma = p + m - 1 = n + (n-1) - 1 = 2\,(n-1).$$

La soluzione del problema più generale fu data la prima volta da me, e anche il resto va a mio conto [4]).

---

1) H. Poincaré. Électricité et Optique (Paris, Carré, 1890-91). II, pag. 151.
2) G. Morera. N Cim., (5), III, 1902.
3) J v. Geitler. Wied. Ann., LV, 1895.
4) A. Garbasso. Mem. R. Acc di Torino, (2), LIII, 1903

SUL POTERE ROTATORIO SPECIFICO DELLA NICOTINA SCIOLTA IN MISCUGLI DI ACQUA E DI ALCOOL ETILICO,

di T. GNESOTTO *e* G. CRESTANI [1]).

Il ricco e vario materiale d'osservazione, raccolto da Biot fino ad oggi sull' azione del solvente otticamente inattivo nel fenomeno della polarizzazione rotatoria prodotto da una sostanza attiva disciolta vi, è ben lungi ancora dall' offrire elementi sufficienti perchè si possa accertare la natura di tale azione.

In generale, gli sperimentatori cercarono di stabilire quali eventuali modificazioni d'ordine chimico o fisico subiscano le particelle, sedi dell' attività ottica, in seno al solvente, studiando le variazioni del potere rotatorio specifico di una sostanza attiva sciolta in un solvente al variare della concentrazione, o in solventi diversi a concentrazione costante.

Nel loro complesso queste ricerche, che rappresentano, ciascuna di per sè, uno studio fondamentale ed indispensabile sul soggetto, non offrono argomenti bastanti per deduzioni sintetiche generali. Incompiute e non soddisfacenti riescono anche quelle che hanno per mira di stabilire un legame causale per una classe limitata di corpi.

Di tutto ciò fanno fede le molte e varie ipotesi emesse per spiegare i risultati delle ricerche speciali.

Dal lato fisico si presenta interessante qualunque ricerca, che tenda a stabilire se esista eventualmente qualche relazione fra l' azione esercitata dal solvente nella rotazione specifica di una sostanza e le diverse proprietà fisiche del solvente stesso. La ricerca di queste eventuali relazioni è, naturalmente, una via opportuna da seguire per giungere a decidere se l'azione del solvente inattivo sui fenomeni rotatori sia esclusivamente

1) Dagli Atti del R. Ist. Veneto. Tomo 63, parte 2., Aprile 1904.

di natura fisica, o sia da attribuirsi anche ad una qualche combinazione chimica di esso con la sostanza disciolta.

In questo genere di studi è utile seguire l' andamento del potere rotatorio specifico di una sostanza attiva sciolta a costante concentrazione in una successione di solventi, pei quali le composizioni molecolari e le costanti fisiche variino con un certo ordine. Ma nè le ricerche fatte con questo indirizzo, impiegando, ad esempio, successioni di solventi appartenenti a serie omologhe, e tanto meno quelle condotte con più larghi criteri, riescirono finora a conclusioni positive soddisfacenti [1]. Poichè è difficile qualsiasi sintesi dei risultati ottenuti usando solventi, le cui costanti fisiche variino dall' uno all' altro con discontinuità.

Sotto questo punto di vista, a nostro parere, si presenta assai opportuno lo studio del potere rotatorio specifico di una sostanza otticamente attiva disciolta a determinata concentrazione in un miscuglio omogeneo di due liquidi inattivi a proporzioni variabili. In questo caso i risultati delle misurazioni conducono a seguire le variazioni del potere rotatorio specifico di una sostanza in una successione di solventi (le diverse miscele), le cui proprietà fisiche, si possono considerare variabili con continuità

Un tale studio appare quindi più utile, per ora, che non il confronto dei valori della rotazione specifica di una sostanza attiva a concentrazione costante in solventi di proprietà chimico-fisiche comunque diverse.

Indicando con $[\alpha_1]$ e con $[\alpha_2]$ i poteri rotatori specifici, per una determinata luce monocromatica, di una sostanza attiva sciolta a data concentrazione c, in due liquidi inattivi, e designando con P_1 e con P_2 le quantità in peso dei due liquidi

1) Vedi a tale proposito:

Freundler. Influence des dissolvants organiques sur le pouvoir rotatoire. Comp. Ren. (117), p. 556-559, 1893.

Patterson. The influence of Solvents on the Rotation of Optically Active Compounds. Journal of the Chemical Society (79), pag. 167-216, pag. 477-493, 1901; (81), pag. 1097-1140, 1902.

Purdie and Barbour. The influence of Solvents on the Rotatory Powers of Ethereal Dimethoxysuccinates and Tartrates. Journ. of the Chem. Soc. (79), p. 971-982, 1901.

contenute nell' unità di peso di un miscuglio omogeneo degli stessi, la espressione lineare:

$$(1) \qquad [\alpha_{1,2}] = P_1 [\alpha_1] + P_2 [\alpha_2] = \{[\alpha_2] - [\alpha_1]\} P_2 + [\alpha_1] ,$$

darebbe per quella luce il potere rotatorio specifico della sostanza data, sciolta a concentrazione c in quel miscuglio, nell'ipotesi che l' azione dei due solventi sul potere rotatorio della sostanza attiva fosse proporzionale ai quantitativi in peso P_1 e P_2 di quelli.

Esaminando i risultati di tutte le misurazioni eseguite in questo campo dai vari sperimentatori, quali Oudemans [1]), Hesse [2]), Rimbach [3]), Seyffart [4]) e Partheil [5]) si rileva come i valori ottenuti dalla (1) si scostano da quelli ottenuti dalla esperienza, cosicchè si può asserire che per tutte le sostanze attive studiate il potere rotatorio specifico in miscugli binari non ha una variazione lineare al mutare delle proporzioni di questi e che in particolare tutti i miscugli di acqua ed alcool etilico nei quali furono studiati parecchi chinalcaloidi e loro sali hanno per effetto di inalzare il potere rotatorio specifico di tali sostanze al di sopra di quello che dovrebbe essere calcolato con la (1).

Questa concordanza di effetti a prima vista potrebbe far supporre un' azione propria di siffatti miscugli e, in certo modo, indipendente dalla natura della sostanza attiva. Notiamo però che nell' attività ottica tutte le sostanze sottoposte finora ad esperienza in quei miscugli si accordano in questo fatto, che per esse in soluzione il potere rotatorio specifico aumenta al crescere della diluizione.

Perciò a noi parve d' interesse il cercare se la concordanza di comportamento avvertita più sopra per queste sostanze

1) Oudemans. Ueber den Einfluss optisch inactiver Lösungsmittels auf das Drehungsvermögen optisch activer Substanzen. Lieb. Ann. (166), p. 65-67; 1872. — Ueber das specifische Drehungsvermögen der wichtigeren Chinaalkaloide in freiem und gebundenem Zustande. Lieb Ann. (182), pag. 33-69; 1876.

2) Hesse. Ueber das Verhalten der Lösungen einiger Substanzen zu polarisirtem Licht. Lieb. Ann., (176), 89-128, 189-238; 1875, p. 118.

3) Rimbach. Zum Verhalten optisch activer Körper in Gemischen zweier Lösungsmittel. Z. S. für phys. Chem (9), p. 698-708; 1892

4) Seyffart. Neue Z. S. für Zuckerrübenind. (3), p. 130-132; 1879.

5) Partheil and van Haarren. Journ. of the Chem. Soc. Abstr. (78), p. 507; 1900.

sciolte in miscugli d' acqua con alcool fosse indipendente da questo comune comportarsi della loro attività ottica nei singoli solventi al variare della diluizione.

Scegliemmo quindi per oggetto del nostro studio una sostanza, il cui potere rotatorio specifico diminuisse al crescere della diluizione. E la nicotina ci parve la più opportuna allo scopo, come quella che, senza appartenere alla classe dei chinalcaloidi, ha però coi medesimi proprietà affini, ed inoltre è uno degli alcaloidi maggiormente studiati in riguardo alla sua attività ottica.

Nella sua parte essenziale, la nostra ricerca sperimentale consiste nella determinazione del potere rotatorio specifico intorno alla temperatura 20° di una serie di soluzioni di nicotina a concentrazione costante in miscela di acqua ed alcool. La concentrazione della nicotina nel solvente, cioè il numero di gr. di nicotina disciolta in 100 cmc. di soluzione era prossimamente 12,1, talchè sempre la stessa massa di nicotina veniva ad essere distribuita in un volume quasi costante.

Notiamo qui che, interpretando le misure ottenute dal Landolt [1]), che danno il potere rotatorio specifico della nicotina sciolta in acqua ed in alcool, si può dedurre come nell' intorno della concentrazione $c = 12$, per l' uno come per l' altro solvente, il potere rotatorio specifico sia da considerarsi come funzione pressochè lineare della concentrazione, e ci piace ancora far rilevare che in quest' intorno la differenza tra il potere rotatorio specifico della nicotina in alcool ed in acqua è pressochè costante (eguale a 65° circa) al variare di c.

La nicotina da noi studiata ci venne fornita dalla casa Merk di Darmstadt. La densità di essa a 0° da noi determinata è 1,03651.

L' alcool ci fu fornito dalla casa Suchard di Görlitz; la sua densità da noi determinata a 0° è 0,81013; il titolo di esso, dedotto per interpolazione dai dati di Mendeleieff, è 99,330.

L' acqua usata per le soluzioni era stata distillata due volte in palloni di vetro di Jena.

1) Landolt. Lieb. Ann. (189) pag. 241-337; 1877. Das optische Drehungsvermögen. Braunschweig 1898.

Per la formazione delle miscele di acqua, alcool e nicotina, che furono fatte in boccie chiuse a tappo smerigliato, si presero parecchie precauzioni per evitare l'evaporazione e l'assorbimento del vapor acqueo da parte dell'alcool e della nicotina, di guisa che la nicotina non diede traccie sensibili d'annerimento durante le nostre misurazioni.

Le percentuali d'acqua, alcool e nicotina nelle miscele furono determinate con bilancia sensibile al mezzo milligrammo.

Per le misure polarimetriche avemmo a nostra disposizione un polarimetro di Laurent a penombra. Al cerchio diviso, che dava direttamente i mezzi gradi, era unito un nonio, che ci permetteva di apprezzare i 2', talora il 1'.

Le soluzioni venivano chiuse ermeticamente in uno dei soliti tubi polarimetrici cilindrici a faccie parallele lungo dm. 1,5 del diametro di mm. 15 circa.

La sorgente luminosa era una costante fiamma gialla ottenuta facendo volatilizzare del cloruro di sodio, antecedentemente fuso, in un adatto bruciatore Bunsen.

Durante le osservazioni, che furon fatte a temperatura ambiente, costante il più possibile, il tubo polarimetrico era protetto dalle influenze termiche esterne dell'ambiente e della sorgente luminosa mediante una cassa di protezione. La temperatura del liquido variò al massimo di $0^{\circ},3$ all'ora.

Ogni qualvolta si voleva determinare la posizione del nonio, corrispondente alle condizioni di penombra uniforme del campo visivo, si eseguivano parecchie coppie di letture. Ciascuna di queste coppie si otteneva facendo ruotare l'analizzatore con continuità, sino a che si percepiva d'aver raggiunto le condizioni volute, prima in un verso e poi nel verso opposto.

Si determinavano poi sempre tutte e due le posizioni diametrali del nonio corrispondenti alle condizioni di penombra uniforme.

Prima d'intraprendere la determinazione della rotazione prodotta dalla colonna di una delle soluzioni studiate, veniva ogni volta introdotto nel polarimetro il tubo vuoto ed asciutto, e si determinavano le posizioni diametrali del nonio, eseguendo,

nel modo sopraindicato, due serie di osservazioni, ciascuna di 12 letture angolari.

Per attenuare il più possibile gli effetti della incertezza nello stimare la posizione corrispondente alla penombra uniforme e del non essere il polarimetro, del quale potemmo disporre, uno strumento di grande precisione, credemmo utile d'abbondare nel numero di letture. Introdotta nel tubo la soluzione da studiare, ogni volta furon fatte 72 letture per determinare la rotazione prodotta. Ogni dato riportato nella colonna XI della tabella della pag. 372 è media appunto di altrettante letture.

Nelle determinazioni di densità e del coefficiente di contrazione che ci fu necessario eseguire per le soluzioni da noi studiate, impiegammo un dilatometro di forma speciale, ideato dal primo di noi due. La figura qui di fianco è una sezione dell'apparecchio; i due cannelli graduati *m* ed *n*, dei quali era munito, avevano il diametro medio di mm. 0,7 ed al bulbo A di quello, capace circa cmc. 16,5, era saldata assialmente una provetta B, nel cui interno veniva tenuto sospeso il bulbo del termometro. Questo veniva così a trovarsi a contatto del liquido del bagno, nel quale immergevasi l'apparecchio per mantener costante la temperatura, ed al centro della massa liquida contenuta nel dilatometro.



Con tale disposizione il dilatometro presentava, a nostro parere, quasi i vantaggi offerti da quelli a termometro saldato assialmente al bulbo dilatometrico, senza presentare l'inconveniente di un maggior peso, poichè il termometro poteva togliersi all'atto di effettuare le pesate.

Per la disposizione dei cannelli lo strumento era adatto ad un facile riempimento; esso si eseguiva mediante opportune dispo-

sizioni, spingendo lentamente con continuità in A attraverso il cannello *m* il liquido proveniente dal recipiente che lo conteneva con l'esercitare in questo una compressione.

Alle misure termiche serviva un buon termometro Geissler a piccolo bulbo, a decimi di grado, accuratamente campionato.

Le determinazioni a 20° vennero fatte immergendo il dilatometro in un bagno a doppia parete contenente 40 litri di acqua. Data la capacità del termostato e le cure avute per il riscaldamento, si otteneva in generale una temperatura così costante da non avvertire alcuna variazione nel termometro (nel quale si poteva stimare comodamente il centesimo di grado) per un tempo maggiore di 20 minuti.

Nel calcolo dei volumi si tenne conto della calibrazione dei cannelli del dilatometro ripetutamente eseguita con colonne di mercurio.

Il volume del bulbo del dilatometro a 0 gradi risultò di cmc. 16,4299, media di due determinazioni, con un errore medio di 0,0003.

Per coefficiente di dilatazione cubica media tra 0° e 20° del vetro si adottò nei calcoli il valore 0,0000273 che si ottenne come media di 3 determinazioni, con un errore medio di 0,0000003.

Per la determinazione del volume e del coefficiente di dilatazione, preferimmo di usare il riempimento con acqua distillata parecchie volte e disaereata, piuttostochè ricorrere all' uso del mercurio.

In tutte le determinazioni ponderali fu tenuto conto della correzione relativa alla spinta dell' aria.

Di ognuna delle soluzioni acqua, alcool e nicotina fu determinata la densità a 0° e 20° circa. Potemmo così calcolare per ognuna delle miscele ternarie il coefficiente di dilatazione cubica medio per l' intervallo considerato, il che ci permise di calcolare le densità delle soluzioni a quelle temperature dell' intorno di 20° alle quali ci abbisognava conoscerle.

Riportiamo i risultati delle misurazioni nella seguente tabella, nella quale i significati dei simboli sono o di per sè manifesti o quelli consacrati dall' uso, od opportunamente illustrati.

Miscele acqua ed alcool					Soluzioni acqua alcool e nicotina								
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	XIII	XIV
Num. progressivo	Ordine crono-logico	Nell'unità di peso del miscuglio era contenuto: il peso d'alcool P_1	il peso d'acqua P_2	Densità a 0°	Concentraz C_{20} = gr. di nicotina in 100 cmc. di soluz. a 20°	Densità a 0°	Coefficiente di contrazione della nicotina nelle miscele acqua o alcool a 20° $C=\frac{v_1+v_2-v_{1,2}}{v_1+v_2}$	Temperat. a cui vennero fatte le osserv. polarimetriche t_1°	Concentr. alla temp. t_1 C_{t_1}	Angolo di rotazione con tubo polarim. lung. dm 1,5 α	Potere rotatorio specifico determinato sperimentalmen. $[\alpha]=\frac{\alpha.100}{lc}$	Potere rotatorio specifico calcolato $[\alpha_{1,2}]=\{[\alpha_2]-[\alpha_1]\}P_2+[\alpha_1]$	Scostamento $\Delta=\vert[\alpha]\vert-\vert[\alpha_{1,2}]\vert$
		1,	0,	0,80625	12,1							−141°,5 [1])	
1	VII	0,99330	0,00670	0,81013	12,0167	0,83993	0,00952	20°,7	12,0082	−24°,52	−136°,44	−141,04	− 5°,60
2	IV	0,88848	0,11152	0,83814	12,3770	0,86427	0,00804	19,0	12,3903	−22,65	−121,91	−134,24	−12,33
3	V	0,78880	0,21120	0,86386	12,1965	0,88755	0,00395	19,7	12,2003	−20,75	−113,40	−127,70	−14,30
4	VI	0,68855	0,31145	0,88697	12,1300	0,90780	0,00380	20,5	12,1246	−19,64	−108,31	−121,16	−12,85
5	I	0,59207	0,40793	0,91129	12,4175	0,92790	0,00651	21,0	12,4068	−19,36	−103,99	−114,85	−10,86
6	VIII	0,50133	0,49867	—	12,1597	0,94418	—	20,8	12,1487	−18,06	− 99,09	−108,98	− 9,89
7	II	0,40273	0,59727	0,94858	12,1342	0,96309	0,00880	19,5	12,1390	−17,26	− 94,79	−102,49	− 7,70
8	III	0,21233	0,78767	0,97475	12,0189	0,98940	0,01182	21,0	12,0125	−15,15	− 84,08	− 90,00	− 6,00
		0,	1,		12,1							− 76,1 [2])	

1) $[\alpha_1] = -141,5$ potere rotatorio specifico della nicotina sciolta in alcool alla concentrazione $c = 12,1$ (Landolt).

2) $[\alpha_2] = -76,1$ potere rotatorio specifico della nicotina sciolta in acqua alla concentrazione $c = 12,1$, (Landolt).

v_1 = volume specifico della miscela acqua ed alcool.

v_2 = volume della nicotina aggiunta al volume v_1 della miscela precedente.

$v_{1,2}$ = volume complessivo della soluzione risultante dal miscuglio della miscela acquoso-alcoolica di volume v_1, con v_2 volumi di nicotina.

Nella colonna XII sono riportati i valori del potere rotatorio specifico delle soluzioni studiate alle condizioni di esperienza. Per ridurre i poteri rotatori specifici trovati ad un'unica concentrazione e ad un' unica temperatura, si sarebbe dovuto determinare sperimentalmente i valori dei coefficienti di variazione del potere rotatorio specifico della nicotina al variare della concentrazione e della temperatura per ciascuna delle nostre miscele. In mancanza di questi dati, non volemmo introdurre correzioni approssimate; ma questa omissione non può certo influire sui risultati sperimentali così da fuorviare nell' interpretazione dell' andamento generale del fenomeno [1]).

Nel primo dei diagrammi che diamo più innanzi, le ascisse danno i quantitativi dell' acqua contenuti nell' unità di peso del miscuglio solvente, le ordinate i corrispondenti valori del potere rotatorio specifico della nicotina nei singoli miscugli, diminuiti di 70°.

I punti segnati con cerchiello sono quelli che corrispondono ai valori da noi trovati sperimentalmente e registrati nella colonna XII.

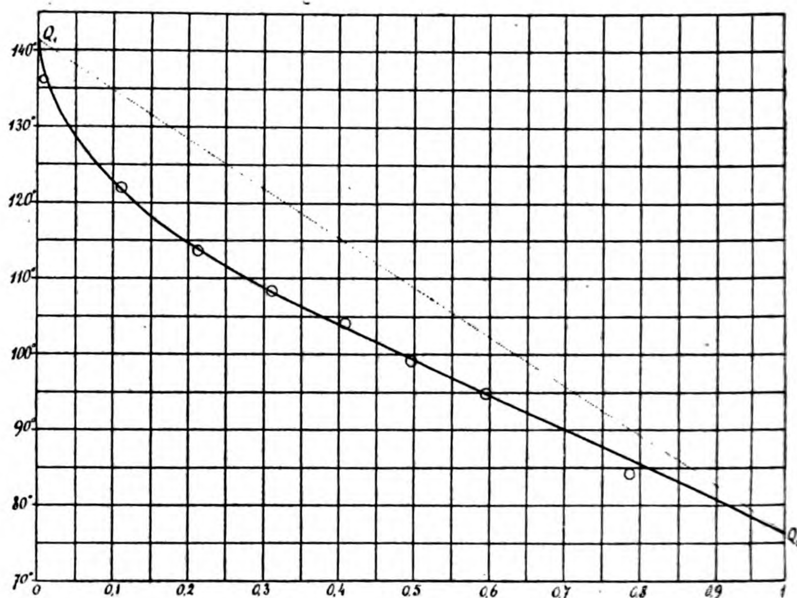
La curva a tratto continuo dà l' andamento probabile del potere rotatorio specifico della nicotina nei singoli miscugli. I punti Q_1 e Q_2 rappresentano i valori $[\alpha_1] = -141^\circ,5$, $[\alpha_2] = -76^\circ,1$ dedotti dalle misure del Landolt [2]) per la concentrazione $c = 12,1$.

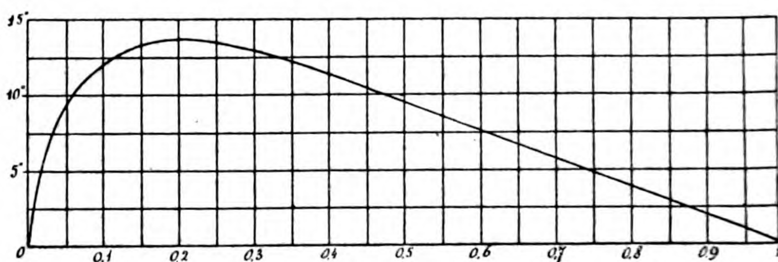
1) Infatti notiamo intanto che il massimo divario delle concentrazioni e delle soluzioni da noi studiate dal valor medio di esse $c = 12,17$ è 0,25, e che d' altra parte per una concentrazione c di nicotina uguale a 12 circa le variazioni di 0,1 di c (tanto in acqua quanto in alcool) producono sul potere rotatorio specifico della nicotina sciolta una variazione di 0,02; non è poi ipotesi arrischiata l' ammettere che anche per le miscele studiate questo valore sia dello stesso ordine di grandezza. Aggiungiamo che l' influenza della temperatura sul potere rotatorio specifico fu da noi studiata per una delle soluzioni, quella n. 2, e riscontrammo che la variazione per un grado di temperatura della rotazione per tale soluzione ha un ordine di grandezza quasi uguale a quello degli errori di misura Ora le differenze Δ registrate nella colonna XIV della tabella precedente sono tutte maggiori di 4°, esse superano perciò di gran lunga gli errori di misura e le influenze delle variazioni di concentrazione e di temperatura nelle nostre misurazioni.

2) Landolt. Lieb. Ann. (189) p. 241-337; 1877.

L' andamento della curva ci permette di conchiudere che i poteri rotatori specifici della nostra nicotina in acqua ed alcool assoluto alla stessa concentrazione sono molto prossimamente uguali a quei due valori dati dal Landolt; forse essi ne sono di pochissimo inferiori; ciò, probabilmente, pel fatto che la nicotina da noi usata non fu purificata sembrandoci questo non necessario pel genere di studi da noi intrapreso.

La retta $Q_1 Q_2$ darebbe così l' andamento di $[x_{1,2}]^{20}_D$ per $c = 12,1$ col variare di P_2 conformemente alla formula additiva (1).





Nella curva disegnata nel secondo diagramma le ordinate sono proporzionali ai valori assoluti degli scostamenti Δ, cioè alle differenze tra le ordinate della curva del primo diagramma e quelle della retta $Q_1 Q_2$ che corrispondono alla stessa ascissa.

Dall' andamento dei dati numerici d' esperienza, e delle curve rappresentative sovraindicate risulta intanto che:

1) I valori del potere rotatorio specifico della nicotina a 20° alla concentrazione $c = 12,1$ in miscele d'acqua e d'alcool etilico sono tutti inferiori a quelli del potere rotatorio specifico della sostanza stessa, nell' ipotesi che ciascun componente del miscuglio eserciti sulla sostanza attiva un' azione proporzionale alla quantità in peso che del medesimo si trova nel miscuglio.

2) Le differenze Δ tra i valori assoluti del potere rotatorio specifico della nicotina determinati sperimentalmente ed i valori assoluti calcolati nella suaccennata ipotesi, a partire dalla soluzione alcoolica di nicotina, in valore assoluto aumentano da principio rapidamente col crescere del quantitativo d' acqua sostituito all' alcool, raggiungono un massimo per una miscela di acqua ed alcool etilico che contiene circa 80 °|₀ d'alcool; e a partire da tale miscela in poi hanno andamento pressochè rettilineo.

Osserviamo subito che, dal risultato delle nostre misurazioni sulla nicotina sciolta in miscugli acquoso-alcoolici e da quanto è noto riguardo all' attività ottica degli altri alcaloidi sinora studiati, si ha che, mentre per queste ultime sostanze, per le quali tutte il potere rotatorio specifico nei solventi semplici acqua ed alcool aumenta al crescere della diluizione, gli scostamenti Δ sono positivi, per la nicotina, il cui potere rotatorio specifico nei due solventi semplici varia in senso inverso al crescere della diluizione, gli scostamenti Δ sono negativi.

Questa coincidenza è semplicemente fortuita, od ha piuttosto ragione d' essere nella natura stessa del fenomeno ?

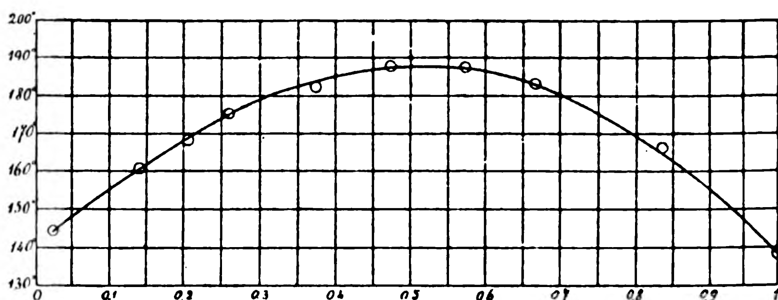
Questo è quanto potrà decidersi con ulteriori ricerche, poichè i dati finora raccolti sono troppo scarsi; è quindi prematuro lo stabilire una regola in proposito.

Ma per ora intanto possiamo affermare questo : *l' azione dei miscugli acquoso-alcoolici sugli alcaloidi finora studiati si manifesta producendo un aumento o una diminuzione del potere rotatorio specifico della sostanza attiva in soluzione, rispetto a quello che si ottiene calcolandolo con la formula addittiva* (1), *secondo che la diluizione della sostanza*

nei due solventi semplici produce un aumento o una diminuzione del potere rotatorio specifico della stessa.

Limitiamoci ad osservare come, confrontando i nostri risultati con quelli ottenuti per il cloruro di chinina dall'Hesse nel suo studio, che prima del nostro fu l' unico particolareggiato sull' argomento, risulti rilevante la diversità d'andamento delle curve rappresentative di Δ nei due casi.

Ad illustrazione riportiamo qui sotto un diagramma cartesiano che costruimmo coi dati d' esperienza dell' Hesse.



In esso le ascisse rappresentano in grammi il peso dell' alcool contenuto in un grammo del miscuglio solvente, e le ordinate i corrispondenti valori del potere rotatorio specifico diminuito di 130°.

Non abbiamo costruito un diagramma riportando ordinate proporzionali ai Δ corrispondenti, perchè fra i dati dell'Hesse mancava il corrispondente all' alcool assoluto; del resto è evidente come la curva rappresentante questi ultimi non differirebbe di molto da quella qui riportata; e ciò perchè, come è permesso dedurre dai risultati dell' Hesse, il potere rotatorio specifico del cloruro in acqua di poco differisce da quello in alcool.

Dall' esame dei due diagrammi si vede che il massimo di Δ, che nel caso del cloruro di chinina ha luogo per $P_2 = 0,5$ nel caso della nicotina invece avviene per $P_2 = 0,2$, e, mentre per questa non si presenta minimo assoluto, per quello invece al massimo scostamento Δ corrisponde un massimo di [α].

Non si hanno quindi in tal caso elementi che bastino a giustificare la ricerca di una relazione semplice, generale, fra il potere rotatorio specifico delle soluzioni e qualche proprietà fisica del solvente.

Forse un esteso studio sulle altre proprietà fisiche delle soluzioni delle sostanze attive in miscugli omogenei di due liquidi inattivi, dei quali miscugli siano note o si determinino le proprietà fisiche, potrà portare a maggiori risultati.

A questo scopo abbiamo intrapreso alcune ricerche complementari, dei risultati delle quali renderemo conto in avvenire.

Frattanto ci basti, relativamente ai fenomeni da noi osservati e ricordati, fare qualche considerazione, per stabilire quale delle modificazioni, che comunemente si attribuiscono ai corpi in soluzione, sia più opportuno ammettere avvenga nel nostro caso per chiarire, tenuto conto della natura delle sostanze studiate, l' andamento del potere rotatorio specifico al variare delle proporzioni dei miscugli acquoso-alcoolici.

Anzitutto notiamo che l' ipotesi di una influenza della dissociazione elettrica non può invocarsi nel caso della nicotina da noi studiata, per il fatto che la sostanza, per sua natura e per la concentrazione usata, o non era dissociata, oppure lo era in grado minimo. Ciò risulta infatto dalle misure del Battelli [1]) sulla conduttività elettrica delle soluzioni diluite di nicotina e dalle determinazioni crioscopiche di Hein [2]) sulle soluzioni stesse.

E neppure ci pare sia il caso di invocarla per i fenomeni presentati dai chinalcaloidi in acqua ed alcool come vorrebbe taluno [3]).

Per poter spiegare in soluzioni diluite con la dissociazione elettrica l' aumento o la diminuzione del potere rotatorio specifico rispetto a quello della sostanza priva di solvente, bisogna ammettere [4]) che l' ione attivo in cui si scinde la molecola in

1) Battelli e Stefanini. La teoria della dissociazione elettrica, p. 55, Lucca 1896.
2) Hein. Inaug. Dissert. Berl. 1896.
3) Landolt. Das opt. Drehungsvermögen, p. 199.
4) Landolt. L. c. pag. 198.

soluzione abbia un' attività ottica maggiore nell' un caso, minore nell' altro, della molecola invariata.

Ora per i chinalcaloidi e loro sali il potere rotatorio specifico aumenta al crescere della diluizione. Questo fatto interpretato conformemente all' ipotesi della dissociazione sarebbe ad indicare che per essi l' attività ottica dell' ione attivo è maggiore di quella della molecola invariata. Conseguentemente dovrebbe diminuire il potere rotatorio specifico della sostanza ogni qualvolta avesse a diminuire comunque la dissociazione di essa. Arrhenius [1]) provò che la sostituzione progressiva di alcool all' acqua diminuisce il grado di dissociazione degli elettroliti disciolti. Dalla ispezione della curva pel cloruro di chinina e ricordando ciò che dicemmo per le altre sostanze attive appare invece evidente che per l' aggiunta d' alcool, in opposizione a ciò che dovremmo aspettarci per la diminuita dissociazione, il potere rotatorio specifico aumenta.

In alcool etilico [2]), dove pure per tutte le sostanze suddette dovremmo avere un numero minore di ioni liberi, che non in acqua ad ugual concentrazione, si riscontra invece un potere rotatorio specifico maggiore che in acqua, eccezion fatta del solo monosolfato di chinina.

Concludiamo adunque che anche se per queste sostanze in soluzione avvenisse dissociazione, non esiste però corrispondenza alcuna tra il comportamento di questa, e il comportamento del potere rotatorio specifico nei miscugli di acqua ed alcool. Nè v' ha ragione poi di supporre che tale corrispondenza possa esistere per i fenomeni osservati nei miscugli di alcool e cloroformio.

Più facile, benchè del resto per sua natura abbastanza complessa, si presenta l' interpretazione dei varii fenomeni

1) Sv. Arrhenius. Z. S. für phys. Chem., 9, pag. 487, 1892. Queste misure dell'Arrhenius furono estese soltanto fino a soluzioni acquose con 20 % d' alcool ; antecedentemente Lenz (Ueber das Galvanische Leitungsvermögen Alkoholischer Lösungen, Mem. de l'Acc. des Sciences de St. Petersbourg, 8, t. 30, n. 9, 1882) avea studiato i miscugli acquoso-alcoolici in proporzioni qualunque sotto analogo punto di vista, concludendo ugualmente.

2) G. Vicentini. M. della R. Acc. di Scienze di Torino, S. 2., t. 30, n. 6, 1884. Wöluer. Wied. Ann. vol 52, part. 2., p. 328-355.

rotatorii in miscugli di acqua ed alcool, quanto di cloroformio ed alcool, ammettendo che fra le sostanze attive ed i loro solventi avvenga formazione di composti o di aggregati, e supponendo che a questi competano attività ottiche diverse da quelle della sostanza primitiva.

L' Oudemans [1]) ed il Rimbach [2]) sono inclinati a cercare in fatti d' ordine chimico una spiegazione di tali fenomeni. Il Rimbach non esclude la possibile formazione di composti fra gli alcaloidi studiati e i loro singoli solventi (acqua, alcool e gli alcoolidrati, i quali, come è generalmente ammesso, sono presenti nei miscugli acquoso-alcoolici); nel caso dei miscugli di cloroformio con alcool egli non esclude la formazione anche di composti con cloroformio.

Alterazioni siffatte d' ordine chimico, per spiegare variazioni del potere rotatorio specifico, vennero ammesse da quasi tutti gli sperimentatori, a cominciare da Biot fino ai più recenti. Che se tali composti in generale non si poterono finora separare o precisare coi metodi comuni di determinazione del peso molecolare, se ne deve però ammettere l' esistenza per spiegare il comportamento anche di altre proprietà fisiche.

In particolare notiamo intanto come ormai sia comunemente ammessa la formazione di idrati di nicotina in seno all' acqna. Lo sviluppo di calore, la contrazione di volume, che si riscontrano quando essa si mescoli all'acqua, sono manifestazioni di tale formazione, la quale è anche ammessa da Nasini [3]) per spiegare la diversità di basicità della nicotina in acqua e nei vari solventi ed il comportamento dell' attività ottica dei sali della stessa; il Pribram invoca tale ipotesi per spiegare il fenomeno di birotazione [4]) presentato dalla nicotina, ed il caratteristico andamento del potere rotatorio specifico di essa in soluzione acquosa [5]).

Secondo Pribram [4]) quest' idrati sarebbero dotati di attività ottica maggiore di quella della nicotina pura, ma a noi pare più opportuno di ammettere, con Landolt [6]). Nasini [3]),

1) Oudemans. Lieb. Ann. 166, p. 71, 1872.
2) Rimbach. Z. S. für phys. Ch., t. 9, p. 699, 1892.
3) Nasini e Pezzolato. R. C. de' Lincei, vol. 1, 1892, pag. 332.
4) Pribram. Ber. de Deutschen Chem. Ges. 20, p. 1847, 1887.
5) R. Pribram e C. Gluckmann. Monatsh. d. Ch. 18, p. 303-328, 1897.
6) Landolt. L. c. pag. 175.

Hein [1]), e Battelli [2]) che essi siano dotati di un potere rotatorio minore di quello della base anidra. Con questa seconda ipotesi si riesce a dar ragione dell' andamento del potere rotatorio specifico in acqua al variare della concentrazione.

Come già dicemmo, le misure di Landolt [3]) mettono in evidenza il rapido diminuire del potere rotatorio specifico della nicotina al crescere della diluizione sino ad una soluzione del 90 $^0/_0$ d' acqua circa; dalle ricerche di Pribram [4]), e di Hein [5]), che si riallacciano a quelle di Landolt, risulta che il potere rotatorio specifico è decrescente ancora fino a 92 $^0/_0$, per aumentare poi leggermente, ma progressivamente, in soluzioni più diluite.

Orbene: all' interpretazione di tale andamento può molto giovare il supporre che, per l' aggiunta d' acqua alla nicotina, dapprincipio avvenga una progressiva formazione di idrati di nicotina, di attività ottica minore che la base, e che per diluizioni avanzate avvenga invece una parziale scissione degli stessi. Le misure crioscopiche di Hein il quale ottenne per soluzioni diluite di nicotina pesi molecolari sempre maggiori del normale, mano mano decrescenti al crescere della diluizione, mentre escludono affatto che in soluzioni diluite intervenga una dissociazione della molecola di nicotina, conducono ad ammettere in soluzioni più concentrate la preesistenza di idrati. La scissione di questi in soluzioni diluite verrebbe confermata anche dai risultati delle misurazioni di resistenza elettrica eseguite da Battelli [6]), poichè la conduttività di siffatte soluzioni, pur mantenendosi sempre piccolissima, va crescendo al crescere della diluizione.

Così resterebbe chiarito che l' influenza del solvente acqua sul potere rotatorio specifico della nicotina molto dipende da un' azione d' ordine chimico fra questa ed il solvente.

Ma prescindendo dal fare considerazioni sulla ancora ignota influenza dei singoli solventi nell' attività ottica della

1) Hein. In. Diss. Berlin, 1896. Landolt, l. c. pag. 175.
2) Battelli. L. c. pag. 56.
3) Landolt. Lieb. Ann. 189, p. 241-337; 1877.
4) Pribram. Ber. der Deut. Gess. 20, p. 1848.
5) Hein. L. c.
6) Battelli. L. c. pag. 55.

sostanza attiva al variare della concentrazione osserviamo ciò che avviene nel caso delle nostre soluzioni equiconcentrate di nicotina in acqua ed alcool.

I risultati da noi ottenuti sono una manifestazione della complessità del fenomeno di soluzione della nicotina in tali miscugli. Essi stanno forse ad indicare che all' azione particolare dei due solventi acqua ed alcool sulla nicotina si accompagna quella degli alcoolidrati presenti nel miscuglio. Così si giustificherebbero gli scostamenti Δ come dovuti a causa non del tutto fisica. Ed il valor massimo di Δ potrebbe eventualmente corrispondere ad un determinato quantitativo di composti della nicotina, formantisi nel miscuglio acquoso alcoolico a quella determinata concentrazione di essa. Nè ci sembra estraneo a ciò l' andamento del coefficiente di contrazione della nicotina sciolta alla concentrazione studiata nelle singole miscele. Basta infatti osservare i dati della colonna VIII della tabella numerica a pag. 372 per rilevare la coincidenza del minimo di quei coefficienti di contrazione col massimo di Δ.

Sarebbe interessante, sotto questo punto di vista, di istituire altre ricerche analoghe a quella da noi fatta adottando concentrazioni di nicotina diverse e notando i corrispondenti spostamenti dei massimi di Δ.

Osserviamo di nuovo infine come, almeno per tutti i casi finora studiati in acqua ed alcool, non sembri possibile prescindere dall' ammettere azioni d' ordine chimico effettuantisi fra sostanza attiva e solventi per spiegare l' azione di questi su quella. L' accordo da noi notato a pag. 375 ci pare, per ora, spiegabile solo supponendo che in alcool etilico ed in acqua e nei loro miscugli fra le sostanze otticamente attive in essi disciolte ed i solventi abbia luogo formazione di composti, ai quali competa un potere rotatorio specifico maggiore o minore di quello della sostanza attiva, secondo che aumenta o diminuisce l' attività ottica della sostanza stessa nei singoli solventi al crescere della diluizione.

Le misurazioni, delle quali rende conto la presente nota, furono eseguite nell' Istituto di Fisica della R. Università di Padova diretto dal Ch.mo Prof. Giuseppe Vicentini.

LIBRI NUOVI

RÉCUIL D'EXPÉRIENCES ÉLÉMENTAIRES DE PHYSIQUE.
H. ABRAHAM.

(Gauthier-Villars, Parigi, 1904).

Questa raccolta, divisa in due volumi, è stata pubblicata dall'A., per incarico avutone dal Consiglio della Società Francese di Fisica, in collaborazione con numerosi fisici francesi e stranieri.

Il primo volume, che tratta della meccanica, dell'idrostatica e del calore, contiene un capitolo sul lavoro manuale molto ben fatto e assai utile specialmente per gli studenti in fisica. I principali lavori su legno e metalli vi sono descritti con semplicità e chiarezza, ed è anche brevemente trattata la lavorazione del vetro: infine, come supplemento a questo capitolo, vi è una raccolta di ricette utili in modo particolare agli studenti che devono frequentare i gabinetti scientifici.

Le esperienze descritte non sono accompagnate da alcuna teoria, ma sempre viene fatto notare il grado di precisione delle misure, l'ordine di grandezza dei risultati, la necessità o l'inutilità di una correzione e la rappresentazione grafica dei fenomeni.

Un'appendice posta alla fine di ciascun volume contiene un certo numero di costanti fisiche e di tavole di valori numerici per qualche funzione usuale. L. C.

RECHERCHES SUR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES.
SKLODWSKA CURIE.

(Parigi, Gauthier-Villars, 1904).

Questo lavoro ha lo scopo di esporre le ricerche eseguite dall'A. sulle sostanze radioattive. Queste ricerche, cominciate con uno studio sull'irradiamento dell'uranio, si mostrarono

ben presto tanto importanti che il Signor Curie abbandonò i lavori che aveva in corso per cercare in unione alla sua Signora delle nuove sostanze radioattive.

Moltissime sono le memorie che sono state pubblicate e che si pubblicano continuamente su questo soggetto ma i risultati dei diversi lavori francesi e stranieri non sono completi come naturalmente accade per tutti i soggetti di studi nuovi e in via di formazione.

Se dal punto di vista chimico può dirsi definitivamente stabilita l'esistenza di un nuovo elemento fortemente radioattivo, il radio, lo studio delle proprietà fisiche delle sostanze radioattive è in piena evoluzione. Certi punti importanti sono stati stabiliti, ma un gran numero di conclusioni non sono ancora definitive, ciò che non deve meravigliare vista la complessità dei fenomeni ai quali dà luogo la radioattività e le differenze che esistono tra le diverse sostanze radioattive.

L. C.

PHYSIQUE DU GLOBE ET DE MÉTÉOROLOGIE.

A. BERGET.

(C. Naud, Parigi 1904).

Questo libro contiene il riassunto del corso che l'A. tiene da quattro anni al laboratorio di geografia fisica della Sorbona. Scritto con quella chiarezza e precisione che caratterizzano i libri del distinto professore, è destinato ad una grande diffusione perchè può essere letto da una numerosa categoria di persone, essendo scritto in forma elementare e senza il sussidio dell'analisi matematica.

L'opera è divisa in tre parti: nella prima l'A. tratta della fisica del globo, nella seconda di quella dei mari e l'ultima, che è la più estesa, è destinata alla meteorologia. L'edizione, nitidissima, è arricchita da 128 figure e da 14 tavole in colori, molto chiare nella loro semplicità. L. C.

LEÇONS SUR L'ÉLECTRICITÉ.

E. GERARD.

(Parigi, Gauthier-Villars, 1904).

Questo primo volume della settima edizione del notissimo libro del Gerard contiene numerose aggiunte e variazioni che permettono di tenere continuamente il lettore al corrente della scienza elettrica e delle sue applicazioni.

Nel capitolo relativo al magnetismo si trovano dei dati sugli schermi magnetici, sull'effetto della durata di magnetizzazione e dei dati numerici, nuovi, tanto sui magneti permanenti come sui ferri e acciai impiegati nell'industria elettrica. Nell'elettrostatica sono state introdotte le proprietà dei raggi catodici, dei raggi X e dei corpi radioattivi non chè delle considerazioni sugli elettroni. I casi delle correnti alternate semplici e delle correnti oscillanti sono studiati con le applicazioni ai fenomeni di risonanza, ai cavi e all'arco cantante.

Un nuovo capitolo è destinato alla rappresentazione simbolica delle correnti sinusoidali e alla relativa applicazione alle leggi del Kirchoff. Il capitolo degli avvolgimenti delle dinamo è completamente rifatto e i progetti per la loro costruzione contengono quanto di più moderno si è fatto finora. Infine lo studio degli alternatori forma una parte pregevole di quest'opera, la cui esposizione è come sempre semplice ed i cui calcoli sono facili a seguirsi.

Questa nuova edizione troverà di certo quella accoglienza che veramente merita, perchè coloro che vogliono studiare la teoria dell'elettricità e delle sue principali applicazioni non troveranno un manuale più completo e nello stesso tempo più conciso di questo del Gerard. L. C.

RIVISTA

Archives des Sciences Physiques et naturelles.
T. XVII, Gennaio a Giugno 1904.

Elster J. e Geitel H. *Sulla radioattività dell' atmosfera e del suolo* (pp. 5-22). — Una parte notevole dell' atmosfera e precisamente quella che si trova al di sotto della superficie della terra, nei canali capillari del suolo e nelle fessure delle rocce, contiene normalmente delle emanazioni radioattive. Questo fatto indica nettamente che un corpo radioattivo deve essere contenuto nel suolo.

Le esperienze di Pochettino e Sella e quelle di Thompson e di Himstedt sulle emanazioni attive dell' aria che è stata in intimo contatto con l' acqua e le loro opinioni discordi sulla spiegazione di questo fenomeno hanno dato occasione agli autori di eseguire alcune esperienze sull' argomento. Queste esperienze conducono a ritenere che non è l' aria che acquista la sua attività al contatto dell'acqua ma è viceversa l' acqua che prende dall' aria del suolo l' emanazioni che essa contiene.

Gli A., dopo avere ricercata su vari campioni di terra la sostanza radioattiva che essa contiene, ed avere riconosciuto che le terre più argillose sono quelle che danno maggiori emanazioni, hanno studiati i nostri Fanghi di Battaglia. Ma l' analisi chimica e fisica non ha loro permesso di riconoscere esattamente quale sia la sostanza che li rendono radioattivi e concludono che probabilmente essi contengono delle tracce infinitesime di radio.

Guillaume E. *La teoria degli acciai al nichel* (pp. 23-50). — Le proprietà che posseggono le leghe di ferro col nichel sono così inattese e a prima vista così bizzarre che si può dubitare che sia possibile collegarle con una teoria generale. L'A. ammettendo che queste leghe siano delle combinazioni definite ne ha stabilita una teoria che malgrado qualche oscurità sembra suscettibile di spiegare tutti i fatti conosciuti.

Guye E. e Bernoud A. *Su un nuovo metodo elettrotermico per misurare la potenza media delle correnti ad alta frequenza* (pp. 51-77). — Come è noto la misura della potenza media di una corrente alternata, in un circuito senza reattanza, può essere ricondotta alla misura di una intensità e di una differenza di po-

tenziale. Se però il circuito contiene delle autoinduzioni o delle capacità, o la corrente deve attraversare dei motori, degli elettroliti o degli archi, questo metodo non è più applicabile e in questo caso la potenza ha per espressione :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T e\, i\, dt \, .$$

Ma i metodi che si hanno a disposizione presentano qualche incertezza nella pratica e in modo speciale quando è necessario, come nel metodo dei tre volmetri o dei tre amperometri, di fare simultaneamente più letture. Gli A., per eliminare questo inconveniente, sostituiscono ai tre amperometri altrettante resistenze eguali, di constantano, e misurano mediante due calorimetri la quantità di calore Q_1 sviluppata dalla corrente totale i, e la quantità Q_2 sviluppata dalle correnti i_1 e i_2. In questo modo la potenza assorbita è proporzionale alla differenza delle quantità di calore svolte nei due calorimetri.

Questo metodo permette così di misurare il lavoro e la potenza media consumata in un apparecchio elettrico, qualunque sia la forma delle curve dell' intensità e della differenza di potenziale, gli effetti dell' autoinduzione e della capacità essendo quasi completamente eliminati.

GOCKEL A. *Sulla variazione diurna della dispersione dell'elettricità nell' atmosfera* (pp. 93-100). — L'A. dà il risultato di una numerosa serie di osservazioni fatte, negli ultimi due anni, in Svizzera e sulla costa Tunisina.

DECOMBE L. *Sopra una nuova determinazione dell' intervallo molecolare nei solidi e nei liquidi* (pp. 133-138). — Se si immagina che ogni molecola materiale sia costituita dall' insieme di un certo numero di particelle più piccole, e se si ammette che ciascuna di queste particelle non sia suscettibile di emettere, in determinate condizioni, che una sola radiazione di periodo ben determinato, si vede che il numero delle radiazioni contenute in uno spettro qualunque sarà necessariamente finito per quanto molto grande.

L'A. partendo da questa ipotesi dà una semplice interpretazione della continuità dello spettro e ne deduce un limite inferiore degli intervalli molecolari nei solidi e nei liquidi.

AUDRADE F. *La teoria della sincronizzazione degli orologi* (pp. 139-160). — L'A. si propone in questo articolo di presentare le idee di Cornu in un modo nuovo e così elementare da poter essere esposto agli allievi di un corso di orologeria e in seguito di completare la sua analisi tenendo conto dell' ufficio dello scap-

pamento proprio dell' orologio sincronizzato. Egli dopo aver esposta la teoria geometrica della sincronizzazione di un pendolo libero e le condizioni di sincronizzazione di un orologio provvisto di scappamento, conclude che la teoria completa della sincronizzazione resta interamente legata a quella delle sostituzioni ripetute per la quale è facile generalizzare il teorema di Königs al caso di più variabili. E precisamente vi sono delle condizioni di convergenza per le sostituzioni ripetute a due variabili che rappresentano gli stati del pendolo influenzato; alle epoche $t_0 + i\,T'$ ($i = 0, 1, 2, \infty$) queste condizioni devono essere poco differenti da quelle che si trovano nel caso semplice più sfavorevole, fra le quali quelle dove l' ipotesi della scossa istantanea resta logicamente ammissibile.

Boucart E. *L' acqua dei laghi alpini svizzeri* (pp. 169-185). — L'A. espone successivamente i metodi seguiti per la raccolta delle acque, per la loro analisi e i risultati ottenuti e termina con qualche considerazione sulle relazioni che esistono tra le acque ed i terreni che esse hanno attraversato.

D'Aufsess O. *Il colore dei laghi* (pp. 186-200). — L'A. ha eseguite due serie distinte di ricerche.

Nella prima serie è partito dall' acqua chimicamente pura e otticamente vuota e ha continuato con delle mescolanze di acque pure e intorbidate sia con sostanze chimiche sia artificialmente. Nella seconda serie studia l' assorbimento della luce in diversi laghi comparando l' intensità della luce emessa dall' acqua con quella diretta del cielo.

Dopo aver esposte le diverse teorie sul colore dei laghi conclude che questo è un colore proprio dovuto al colore stesso dell' acqua pura modificato dalle composizioni chimiche, dove questa composizione dipende a sua volta dalle condizioni geologiche dei dintorni immediati o lontani.

Curie P. *Recenti ricerche sulla radioattività* (pp. 241-262). — Le ricerche sulla radioattività avendo preso un grande sviluppo dopo la scoperta delle sostanze radioattive, l'A. si propone in questo articolo di dare un riassunto dello stato attuale delle cognizioni relative a questo soggetto, insistendo particolarmente sopra i resultati dei lavori più recenti.

Soret C. *Sulla rifrazione della tormalina* (pp. 263-280). — In questa prima parte l'A. studia se i campioni di tormalina da lui posseduti presentano le grandi anomalie osservate dal Violle sullo stesso argomento.

Halbfass W. *Le* seiches *di Madüsee in Pomerania* (pp. 281-289). — Da queste ricerche l'A. deduce che questo lago costi-

tuisce un tipo molto vantaggioso per la conferma della teoria delle *seiches* stabilita da Forel.

Eudröss A. *Le* seiches *del Chiemsee* (*Alta Baviera* (pp. 291-299).

Curie P. *Recenti ricerche sulla radioattività* (pp. 361-389). — È questa la seconda parte del riassunto cominciato nel numero precedente.

Poynting H. *Sulla radiazione nel sistema solare, suoi effetti sulla temperatura e sua pressione sui corpi di piccole dimensioni* (pp. 390-400). — Questa nota è un riassunto della memoria pubblicata dall'A. sulla *Phil. Trans. of the royal Society of London* nel 1903.

Blondlot R. *Raggi X e raggi N* (pp. 473-476). — In questa breve nota l'A. valendosi dei resultati di più recenti esperienze, modifica quelli di una precedente nota pubblicata nello stesso periodico.

Mercanton P. *Sull' arco voltaico trifase* (pp. 517-524). — È veramente degno di nota che fra le tante ricerche scientifiche e tecniche non ve ne sia alcuna consacrata all' applicazione delle correnti polifasi all' arco elettrico.

L'A. ha realizzato un arco trifase mediante tre carboni identici disposti rispettivamente alle tre fasi di un circuito trifase seguendo il modo di connessione detto « a triangolo ». Da tale aggruppamento risulta che l' arco trifase deve essere considerato come formato da tre archi monofasi concomitanti acceso fra ogni paio di carboni, per modo che in ogni istante ve ne sono almeno due in attività. Le numerose misure eseguite dall'A. permettono di concludere che l'arco trifase presenta i notevoli vantaggi di possedere una grande intensità luminosa con un minimo ingombro, di potere abbassare sensibilmente la frequenza della corrente, e di avere un notevole rendimento luminoso.

Soret C. *Sulla rifrazione della tormalina* (pp. 573-588). — Questa seconda parte, la quale non è altro che la continuazione della memoria pubblicata nel fascicolo di Marzo, non è completa a causa dell' improvvisa morte dell'A.

Tommasina T. *Constatazione di una piroradioattività* (pp. 589-596). — L'A. eseguendo delle esperienze comparative fra diversi tipi di radiazione, ha avuto occasione di inviare l' irradiamento del platino incandescente sopra un recipiente di alluminio. Durante queste ricerche l'A. ha sempre notato la sparizione rapidissima e quasi completa dell' azione della *piroradioattività* del platino sulla dispersione delle cariche positive. Queste nuove ricerche rivolte appunto a trovare la spiegazione di questo fenomeno, con-

ducono l'A. alla scoperta della piroradioattività indotta su tutti i corpi, ciò che costituisce una prova indiscutibile dell' esistenza dei *piroraggi*.

Fornaro A. e Guye E. *Determinazione della variazione residua del 2° modulo di elasticità di un filo di* **invar** *sottoposto a cambiamenti di temperatura* (pp. 597-619). — Poichè queste variazioni residue sono sempre molto piccole gli A. hanno usato un metodo sensibilissimo fondato sull' osservazione della coincidenza di due fili identici, oscillanti sotto l' azione della torsione, eliminando nel dispositivo sperimentale le cause perturbatrici che avrebbero potuto mascherare l' effetto da misurarsi.

Dai risultati di numerose esperienze gli A. deducono che una ricottura a 100° è sufficiente a rendere piccolissime le variazioni residue ulteriori del modulo di elasticità di un filo di *invar* allorquando le variazioni di temperatura alle quali è sottoposto hanno luogo a temperature più basse. L. Cassuto.

Philosophical Magazine. S. VI, Vol. 8, 1904.

Fleming J. A. *Modello che illustra la propagazione di una corrente elettrica periodica in un cavo telefonico, e sua teoria* (pp. 221-230). — Risolvendo le note equazioni differenziali, è facile riconoscere che se la linea sodisfa alle condizioni $LK - CR = 0$, (ove L è l' induttanza, C la capacità, R la resistenza ohmica, e $K = \frac{1}{r}$, essendo r la resistenza del dielettrico) la propagazione delle onde elettriche avviene senza distorsione, perchè si propagano tutte con la stessa velocità e con la stessa attenuazione, qualunque sia il loro periodo. È questa la condizione più opportuna per la trasmissione telefonica a grande distanza. Per un cavo qualunque, invece, ciascuna delle onde semplici di cui si compone l' onda periodica complessa, si trasmette con velocità diversa e con diverso smorzamento, e quindi anche a piccola distanza dall' origine l' onda iniziale sarà così alterata, da resultare irriconoscibile, e in ciò sta la limitazione pratica della telefonia. Per rimediarvi, bisogna alterare le costanti della linea, in modo da render la propagazione priva di distorsione. Per le linee aree ciò non è difficile, introducendo, come ha fatto il Pupin, delle opportune induttanze; pei cavi sottomarini conviene invece creare una grande conduttanza dielettrica per mezzo di dispersioni artificiali.

Il modello che l'A. ha costruito per mostrare la variazione periodica del potenziale col tempo e con la distanza, consiste in un certo numero di puleggie montate eccentricamente su un lungo

asse. Le eccentricità diminuiscono in progressione geometrica, ed ogni eccentrico è spostato di fase, rispetto al precedente, di un angolo uguale. Sulle puleggie scorrono delle corde tutte della medesima lunghezza, che son fissate a pezzi metallici scorrevoli sopra sbarre verticali, poste sotto le respettive puleggie. Quando si fa ruotare l'asse comune delle puleggie, la posizione dell'estremità di quei pezzi metallici rappresenta ad ogni istante la forma dell'onda.

Owen G. *Scarica d'elettricità da un filamento Nernst* (pp. 230-258). — Con opportune disposizioni l'A. ha determinato la dispersione di elettricità che si ha da un filamento Nernst portato all'incandescenza, e in questa Nota ne riferisce i particolari.

Beilby G. T. *Sullo stato crudo e ricotto dei metalli* (pp. 258-276). — È uno studio importante sulle proprietà dei metalli, fatto nel concetto che essi presentino due fasi solide, una di rincuocimento o cristallina, l'altra cruda o amorfa, che si trasformino l'una nell'altra passando per due fasi intermedie mobili. Gli argomenti prodotti son corroborati da molte osservazioni microscopiche sulla struttura dei metalli; ma non è possibile dare un breve riassunto delle osservazioni riferite.

Watts W. M. *Sul peso atomico del radio, e sulle relazioni fra il peso atomico e lo spettro degli elementi* (pp. 279-284). — Riferendosi alle critiche mossegli dal Runge l'A. fa osservare che anche ponendo a base dei calcoli le righe spettrali che effettivamente sono analoghe anche secondo Runge, per alcuni casi la legge criticata, che cioè le differenze fra le frequenze d'oscillazione sono proporzionali alla differenza fra i quadrati dei pesi atomici, resulta confermata. Egli riconosce però che in altri casi non è vera, e deve esser modificata.

Secondo l'A., d'altra parte, il metodo di Runge e Precht tenderebbe a dare valori un po' troppo grandi, specialmente per i pesi atomici alti.

Wood R. W. *Determinazione quantitativa della dispersione anomala del vapore di sodio nella regione visibile e nell'ultravioletto* (pp. 293-324). — Per la grande facilità con la quale il vapore di sodio attacca il vetro, non era stato finora possibile ottenere dei prismi adatti a misure precise delle sue costanti ottiche. L'A. ha superato tale difficoltà, facendo evaporare il sodio nella regione di mezzo di un tubo assai lungo a vuoto estremo, tenuto orizzontale e chiuso da lastre sottili di vetro. Per la grande viscosità che presenta, il vapore di sodio non si diffonde che con estrema lentezza, e forma un cilindro gasoso non omogeneo; la cui densità, cioè, decresce dalla porzione del tubo che viene scal-

data alla parete superiormente opposta, talchè esso equivale a un prisma a faccie rifrangenti leggermente curve. Per avere una buona definizione occorre perciò adoprare uno schermo con una sottile fenditura orizzontale, per utilizzare una piccola porzione soltanto del cilindro gasoso.

La dispersione anomala si presenta alle linee di assorbimento appartenenti alle serie principali ed è molto forte alle linee D, debole al primo paio dell' ultravioletto ($\lambda = 3303$) e quasi impercettibile al secondo paio ($\lambda = 2852$).

I valori assoluti dell' indice di refrazione per diverse densità del vapore (che erano dedotte dalla temperatura del vapore stesso misurata con una coppia termoelettrica) furon determinati con l' interferometro per luce monocromatica di diverse lunghezze d' onda.

Non è possibile riferire tutte le particolarità del metodo seguito in queste misure, per le quali dobbiamo rimandare alla Memoria originale, e che furon eseguite allo scopo di verificare se possa applicarsi la formola nota

$$n = 1 + \frac{m\,\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda^2_m},$$

in cui m è una costante, λ la lunghezza d' onda della luce impiegata a λ_m quella corrispondente al centro della banda di assorbimento.

Ritenendo che il vapore di sodio abbia una sola banda di assorbimento, e che sia $\lambda_m = 5893$ ed $m = 0{,}000055$ i valori osservati e calcolati per n concordano molto bene fra loro fino a una distanza dalla banda uguale circa alla distanza della riga D_3 dell' elio. In maggior prossimità delle righe D si hanno invece discrepanze notevoli; forse perchè bisognerebbe tener conto che effettivamente le bande di assorbimento sono due, e alla formola precedente dovrebbe aggiungersi un altro termine $\frac{m'\,\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda^2_{m'}}$.

Nell' ultravioletto si hanno però delle forti discrepanze, che probabilmente son dovute alla presenza di un po' d' idrogeno nel tubo contenente il vapore.

Il vapore di sodio deve probabilmente avere una riflessione metallica in vicinanza delle righe D; ma non potendo conservare trasparenti le pareti di vetro o di quarzo dei recipienti che lo contengono, la costatazione di tale proprietà è resa quasi impossibile.

L' esperienza potrebbe tentarsi se si riuscisse a costruire un recipiente in allumina; sostanza che l'A. ha riconosciuto non essere attaccata dal vapore di sodio.

WOOD R. W. *L' acromatizzazione di frangie d' interferenza approssimativamente monocromatiche con un mezzo fortemente dispersivo, ed aumento conseguente nella loro differenza di cammino adoperabile* (pp. 324-331). — Eseguendo le esperienze cui si riferisce la Nota precedente, l'A. constatò che la differenza di cammino, per la quale è ancora possibile ottenere delle frangie d' interferenza colla luce (D_3) dell' elio, è più che raddoppiata introducendo un po' di vapor di sodio sul tragitto di uno dei fasci interferenti. Tale introduzione del vapore rende più distinte le frangie, in una porzione del sistema, che è portata nel campo visivo per l'aumento di percorso dell' altro fascio.

Il vapore di sodio introdotto sul tragitto di uno dei fasci interferenti manifesta molto bene la sua azione acromatizzante se si adopra luce bianca. In tal caso si vede che le frangie colorate si acromatizzano e si restringono tanto più, quanto più denso è il vapore.

L'A. indica in qual modo si possano spiegare tali fenomeni; e lord Rayleigh, in una breve appendice tratta analiticamente la questione.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

LE SCARICHE OSCILLANTI NEI SISTEMI DI CONDUTTORI COMPLESSI E LA TEORIA ELETTROMAGNETICA DELL' ANALISI SPETTRALE.

Memoria di ANTONIO GARBASSO.

CAPITOLO TERZO.

Scariche di un condensatore secondo più fili in parallelo.

§ 12. *Posizione del problema e sua soluzione generale.* — Il problema delle scariche di un condensatore secondo n fili in parallelo costituisce una generalizzazione di quello da noi studiato al paragrafo quinto.

Indicando ciascun filo con un indice solo, potremo scrivere i sistemi (2) e (3) del capitolo secondo sotto la forma:

$$\left\{ \begin{aligned} & D\, q_1 + \sum_1^n \nu\, i_\nu = 0\,, \\ & D\, q_2 - \sum_1^n \nu\, i_\nu = 0\,, \end{aligned} \right.$$

e:

$$K_{2,1}\, q_1 + K_{2,2}\, q_2 - (K_{1,1}\, q_1 + K_{1,2}\, q_2) + \sum_1^n \nu\, A_{\mu,\nu}\, i_\nu = 0\,,$$
$$(\mu = 1\,.\,2 \ldots n)$$

con:

$$R_\nu + D\, L_\nu = A_{\nu,\nu}\,,$$

$$D\, M_{\mu,\nu} = A_{\mu,\nu}\,. \qquad (\mu \text{ diverso da } \nu).$$

Supponiamo adesso che le cariche su le due capacità siano da principio uguali e di segno contrario; esse resteranno tali per tutta la durata del fenomeno, e si avrà più semplicemente:

$$D\, q + \sum_1^n \nu\, i_\nu = 0\,,$$

$$[2\, K_{1,2} - (K_{1,1} + K_{2,2})]\, q + \sum_1^n \nu\, A_{\mu,\nu}\, i_\nu = 0\,,$$

le quali equazioni hanno esattamente la forma delle (1') del capitolo primo.

Ponendo, per comodità di scrittura:

$$2\,K_{1,2} - (K_{1,1} + K_{2,2}) = B\,,$$

viene dunque per la q (e per ogni i_ν) l'equazione differenziale:

$$\begin{vmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \dots & A_{1,\nu-1} & A_{1,\nu} & A_{1,\nu+1} & \dots & A_{1,n} & B \\ A_{2,1} & A_{2,2} & \dots & A_{2,\nu-1} & A_{2,\nu} & A_{2,\nu+1} & \dots & A_{2,n} & B \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{\mu,1} & A_{\mu,2} & \dots & A_{\mu,\nu-1} & A_{\mu,\nu} & A_{\mu,\nu+1} & \dots & A_{\mu,n} & B \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & 1 & \dots & 1 & 1 & 1 & \dots & 1 & D \end{vmatrix} q = 0\,,$$

e si hanno per la q e le i_ν (secondo le 3_1 e 3_2 del capitolo primo) le espressioni:

$$q = \sum_{1}^{p}{}_{\pi}\, C_\pi\, e^{c_\pi t}\,,$$

$$(p = n + 1)$$

e:

$$i_\nu = \frac{(-1)^\nu}{\Delta} \begin{vmatrix} B & A_{1,1} & A_{1,2} & \dots & A_{1,\nu-1} & A_{1,\nu+1} & \dots & A_{1,n} \\ B & A_{2,1} & A_{2,2} & \dots & A_{2,\nu-1} & A_{2,\nu+1} & \dots & A_{2,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B & A_{\mu,1} & A_{\mu,2} & \dots & A_{\mu,\nu-1} & A_{\mu,\nu+1} & \dots & A_{\mu,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B & A_{n,1} & A_{n,2} & \dots & A_{n,\nu-1} & A_{\nu,\nu+1} & \dots & A_{n,n} \end{vmatrix},$$

dove con Δ si è indicato, come al paragrafo secondo, il determinante delle A.

Per la determinazione delle costanti C basta dare la q e le correnti al tempo zero.

§ 13. *Caso in cui i fili di scarica non agiscono per induzione mutua.* — Se si esclude l' azione elettrodinamica fra filo e filo, se cioè si pone:

$$A_{\mu,\nu} = 0\,, \qquad (\mu \text{ diverso da } \nu)$$

le equazioni diventano:

$$D\,q + \sum_1^n{}_\nu\, i_\nu = 0\,,$$

$$B\,q + A_\nu\, i_\nu = 0\,, \qquad (\nu = 1\,.\,2 \ldots n)$$

essendosi scritto adesso A_ν in luogo di $A_{\nu,\nu}$.

Eliminando le i_ν si ottiene:

$$\left(D - \sum_1^n{}_\nu \frac{B}{A_\nu}\right) q = 0\,.$$

Si ponga per A_ν la sua espressione e si trasformi; verrà successivamente:

$$\left(D - \sum_1^n{}_\nu \frac{B}{R_\nu + D\,L_\nu}\right) q = 0\,,$$

ossia:

$$\left(D - \sum_1^n{}_\nu \frac{B\,/\,L_\nu}{R_\nu\,/\,L_\nu + D}\right) q = 0\,,$$

o ancora:

$$\left(D + \sum_1^n{}_\nu \frac{l_\nu}{r_\nu + D}\right) q = 0\,,$$

con:

$$\begin{cases} l_\nu = - B\,/\,L_\nu\,, \\ r_\nu = \quad R_\nu\,/\,L_\nu\,. \end{cases}$$

Quando fosse:

$$r_\nu = r\,,$$

$$(\nu = 1\,.\,2 \ldots n)$$

quando cioè le resistenze dei singoli fili fossero proporzionali ai coefficienti di autoinduzione, si potrebbe scrivere subito:

$$[(r + \mathrm{D})\,\mathrm{D} + \sum_{1}^{n}\nu\, l_\nu]\; q = 0\,;$$

basta confrontare questa equazione con quella da noi studiata al paragrafo quinto per ricavarne senz'altro che, nelle ipotesi fatte, *il sistema degli n fili può venire sostituito con un unico conduttore*.

È facile vedere che le costanti del filo equivalente vanno calcolate con le formole:

$$\frac{1}{\mathrm{R}} = \sum_{1}^{n}\nu\,\frac{1}{\mathrm{R}_\nu}\,,$$

e:

$$\frac{1}{\mathrm{L}} = \sum_{1}^{n}\nu\,\frac{1}{\mathrm{L}_\nu}\,.$$

§ 14. *I fili si riducono a due.* — Lo studio delle equazioni trovate nel paragrafo decimosecondo non può portare a nessun resultato utilizzabile, almeno per ora, non esistendo ricerche sperimentali in proposito.

Solamente per il caso di

$$n = 2$$

il confronto si può fare, impiegando i dati del Cardani.

In questa ipotesi viene:

$$(1)\qquad \begin{cases} \mathrm{D}\,q + i_1 + i_2 = 0\,, \\ \mathrm{B}\,q + (\mathrm{R}_1 + \mathrm{D\,L}_1)\,i_1 + \mathrm{M\,D}\,i_2 = 0\,, \\ \mathrm{B}\,q + \mathrm{M\,D}\,i_1 + (\mathrm{R}_2 + \mathrm{D\,L}_2)\,i_2 = 0\,; \end{cases}$$

e però la q e le i soddisferanno all' equazione differenziale:

$$(2)\qquad \begin{vmatrix} \mathrm{R}_1 + \mathrm{D\,L}_1 & \mathrm{M\,D} & \mathrm{B} \\ \mathrm{M\,D} & \mathrm{R}_2 + \mathrm{D\,L}_2 & \mathrm{B} \\ 1 & 1 & \mathrm{D} \end{vmatrix}\, q = 0\,.$$

La q dunque si può scrivere sotto la forma:

(3) $$q = A e^{at} + B e^{bt} + C e^{ct}$$ [1],

essendo a, b, c le radici della caratteristica:

(4) $$\begin{vmatrix} R_1 + D L_1 & M D & B \\ M D & R_2 + D L_2 & B \\ 1 & 1 & D \end{vmatrix} = 0 ;$$

e le i prendono le espressioni:

$$i_1 = -\frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} B & M D \\ B & R_2 + D L_2 \end{vmatrix} q ,$$

$$i_2 = +\frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} B & R_1 + D L_1 \\ B & M D \end{vmatrix} q ,$$

ossia:

(5)
$$i_1 = B \cdot \frac{A (M a - R_2 - a L_2)}{(R_1 + a L_1)(R_2 + a L_2) - M^2 a^2} e^{at} + \dots ,$$

$$i_2 = B \cdot \frac{A (M a - R_1 - a L_1)}{(R_1 + a L_1)(R_2 + a L_2) - M^2 a^2} e^{at} + \dots ,$$

Svolgendo la (4) si ottiene:

(4') $$(L_1 L_2 - M^2) D^3 + (L_1 R_2 + L_2 R_1) D^2 + \\ + [R_1 R_2 - (L_1 + L_2 - 2 M) B] D - (R_1 + R_2) B = 0 ,$$

e per mezzo di questa le (5) si possono mettere sotto la forma:

(5')
$$i_1 = \frac{-B + a^2 M}{a (L_1 - M) + R_1} A e^{at} + \dots ,$$

$$i_2 = \frac{-B + a^2 M}{a (L_2 - M) + R_2} A e^{at} + \dots ,$$

1) Scriviamo per semplicità A, B, C, a, b, c in luogo di C_1, C_2, C_3, c_1, c_2, c_3.

Una forma anche più comoda e simmetrica si può ottenere se in luogo delle sei costanti $R_1 . R_2 . L_1 . L_2 . M$ e B se ne introducono altre sei per mezzo delle relazioni:

$$r_1 = \frac{R_1}{L_1 - M}, \quad l_1 = \frac{-B}{(L_1 - M)}, \quad m_1 = \frac{M}{L_1 - M},$$
$$r_2 = \frac{R_2}{L_2 - M}, \quad l_2 = \frac{-B}{(L_2 - M)}, \quad m_2 = \frac{M}{L_2 - M}.$$

Risulta in questo modo:

$$(4'') \quad (1 + m_1 + m_2) D^3 + [r_1 (1 + m_2) + r_2 (1 + m_1)] D^2 + \\ + (l_1 + l_2 + r_1 r_2) D + r_1 l_2 + r_2 l_1 = 0.$$

$$(5'') \quad \begin{aligned} i_1 &= \frac{l_1 + a^2 m_1}{a + r_1} A e^{at} + \frac{l_1 + b^2 m_1}{b + r_1} B e^{bt} + \frac{l_1 + c^2 m_1}{c + r_1} C e^{ct}, \\ i_2 &= \frac{l_2 + a^2 m_2}{a + r_2} A e^{at} + \frac{l_2 + b^2 m_2}{b + r_2} B e^{bt} + \frac{l_2 + c^2 m_2}{c + r_2} C e^{ct}. \end{aligned}$$

Finalmente, se si ammette che la induzione fra i due fili sia trascurabile, viene ancora:

$$(4''') \quad D^3 + (r_1 + r_2) D^2 + (l_1 + l_2 + r_1 r_2) D + l_1 r_2 + l_2 r_1 = 0,$$

$$(5''') \quad \begin{aligned} i_1 &= l_1 \left(\frac{A}{a + r_1} e^{at} + \frac{B}{b + r_1} e^{bt} + \frac{C}{c + r_1} e^{ct} \right), \\ i_2 &= l_2 \left(\frac{A}{a + r_2} e^{at} + \frac{B}{b + r_2} e^{bt} + \frac{C}{c + r_2} e^{ct} \right). \end{aligned}$$

§ 15. *Radici della caratteristica.* — **Riservandoci** di impiegare più tardi le equazioni (4'') e (5'') vogliamo continuare adesso la discussione del problema prendendo come base queste formole semplici.

Si osserverà anzitutto che la caratteristica deve avere sempre una radice realè; le altre due o sono reali anch'esse o sono imaginarie e coniugate.

Le radici reali saranno necessariamente negative perchè i coefficienti della (4''') sono tutti maggiori di zero; ma è fa-

cile vedere che anche le parti reali delle radici imaginarie (quando vi siano) avranno il segno meno.

Poniamo infatti che due radici siano della forma $a + bi$ e $a - bi$, e la terza continuiamo a chiamarla c. Se si scrive per brevità:

$$P = r_1 + r_2 ,$$
$$Q = l_1 + l_2 + r_1 r_2 ,$$
$$R = l_1 r_2 + l_2 r_1 ,$$

verrà subito:

$$P = -(2a + c) ,$$
$$Q = 2ac + a^2 + b^2 ,$$
$$R = -(a^2 + b^2) c .$$

Sono queste tre equazioni per a, c e $a^2 + b^2$; eliminando c e $a^2 + b^2$ risulta:

$$Q (2a + P) + 2a (2a + P)^2 - R = 0 ,$$

e quindi:

$$8a^3 + 8Pa^2 + 2(Q + P^2) a + PQ - R = 0 .$$

I coefficienti di a^3 . a^2 ed a si riconoscono subito come positivi, ma anche il termine indipendente è maggiore di zero, avendosi:

$$PQ - R = l_1 r_1 + l_2 r_2 + r_1 r_2 (r_1 + r_2) ;$$

ne segue che la a dovrà essere negativa, come si era annunciato.

§ 16. *Quantità di elettricità.* — Premesso questo, se si tornano a indicare, come al § 14, con a, b e c le radici della caratteristica (4‴), potremo scrivere:

$$\int_0^\infty e^{at}\, dt = -\frac{1}{a} ,$$

$$\int_0^\infty e^{bt}\, dt = -\frac{1}{b} ,$$

$$\int_0^\infty e^{ct}\, dt = -\frac{1}{c} ,$$

comunque siano poi le a, b e c, reali cioè o imaginarie.

Abbiamo dunque modo di calcolare le quantità complessive di elettricità, q_1 e q_2, che passano per i due fili.

Sarà :

$$q_1 = -l_1\left(\frac{A}{a(a+r_1)} + \frac{B}{b(b+r_1)} + \frac{C}{c(c+r_1)}\right),$$

$$q_2 = -l_2\left(\frac{A}{a(a+r_2)} + \frac{B}{b(b+r_2)} + \frac{C}{c(c+r_2)}\right).$$

Sommando questi valori si ottiene :

$$q_1+q_2 = -A\left(\frac{l_1}{a(a+r_1)} + \frac{l_2}{a(a+r_2)}\right) - B\left(\frac{l_1}{b(b+r_1)} + \frac{l_2}{b(b+r_2)}\right)$$
$$- C\left(\frac{l_1}{c(c+r_1)} + \frac{l_2}{c(c+r_2)}\right).$$

Proviamoci a sviluppare, a modo di esempio, il coefficiente di A. Viene :

$$\frac{l_1}{a(a+r_1)} + \frac{l_2}{a(a+r_2)} = \frac{l_1(a+r_2) + l_2(a+r_1)}{a(a+r_1)(a+r_2)},$$

$$= \frac{(l_1+l_2)a + l_1 r_2 + l_2 r_1}{a^3 + (r_1+r_2)a^2 + r_1 r_2 a};$$

ma per la (4'''):

$$(l_1+l_2)a + l_1 r_2 + l_2 r_1 = -[a^3 + (r_1+r_2)a^2 + r_1 r_2 a],$$

dunque :

$$\frac{l_1}{a(a+r_1)} + \frac{l_2}{a(a+r_2)} = -1.$$

Dei resultati analoghi si otterrebbero calcolando le parentesi che moltiplicano B e C; sicchè da ultimo si ricava :

$$q_1 + q_2 = A + B + C,$$
$$= q_0;$$

la quale cosa del resto, per ragioni puramente fisiche, poteva asserirsi *a priori* [1]).

§ 17. *Determinazione delle costanti.* — Passiamo adesso a determinare le tre costanti di integrazione. Noi ammetteremo all'uopo che debba essere all'origine del tempo:

$$i_1 = i_2 = 0\,,$$

e di più, come s'è già detto:

$$q = q_0\,.$$

In modo più esplicito risulta:

$$\frac{A}{a+r_1} + \frac{B}{b+r_1} + \frac{C}{c+r_1} = 0\,,$$

$$\frac{A}{a+r_2} + \frac{B}{b+r_2} + \frac{C}{c+r_2} = 0\,,$$

$$A + B + C = q_0\,.$$

Risolvendo queste tre equazioni rispetto ad A, B e C si ricava:

$$A = q_0 \frac{(c-b)(a+r_1)(a+r_2)}{a^2(c-b)+b^2(a-c)+c^2(b-a)}\,,$$

(6) $$B = q_0 \frac{(a-c)(b+r_1)(b+r_2)}{a^2(c-b)+b^2(a-c)+c^2(b-a)}\,,$$

$$C = q_0 \frac{(b-a)(c+r_1)(c+r_2)}{a^2(c-b)+b^2(a-c)+c^2(b-a)}\,.$$

§ 18. *Quantità di calore.* — Avendosi per le (5'''):

$$i_1 = l_1\left(\frac{A}{a+r_1}e^{at} + \frac{B}{b+r_1}e^{bt} + \frac{C}{c+r_1}e^{ct}\right),$$

1) Ho fatto vedere in una nota precedente (N. Cim. (5), III, 1902) che fra le q e le R sussiste la relazione:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{R_2}{R_1}\,.$$

potremo scrivere subito:

$$i_1^2 = l_1^2 \left(\frac{A^2}{(a + r_1)^2} e^{2at} + \ldots + 2 \frac{A\,B}{(a + r_1)(b + r_1)} e^{(a+b)t} + \ldots \right),$$

e quindi anche:

$$Q_1 = R_1 \int_0^\infty i_1^2 dt = -R_1 l_1^2 \left(\frac{A^2}{2a(a+r_1)^2} + \ldots + 2 \frac{A\,B}{(a+b)(a+r_1)(b+r_1)} + \ldots \right)$$

Una formola simile vale naturalmente per il secondo filo.

Per procedere innanzi nel calcolo bisogna precisare il significato della costante B; essendo, secondo la definizione, (paragrafo decimosecondo):

$$B = 2\,K_{1,2} - (K_{1,1} + K_{2,2}),$$

se si suppone di studiare il caso di un' unica capacità, che per due fili si scarica a terra, verrà:

$$B = -K_{1,1} = -\frac{1}{C},$$

e quindi:

$$l_1 = \frac{1}{L_1\,C}, \qquad l_2 = \frac{1}{L_2\,C}.$$

Utilizzando queste formole, con un calcolo semplicissimo, si può verificare che è:

$$(\S) \qquad Q_1 + Q_2 = \frac{q_0^2}{2C},$$

equazione il cui significato fisico è immediatamente chiaro; essa dice infatti che la somma delle quantità di calore svolte nei due fili è uguale all' energia raccolta da principio sul condensatore.

Nella riduzione è necessario tener conto delle (6); e si capisce del resto che l' origine non potrebbe essere arbitraria: se si cominciasse per esempio a contare il tempo da un istante in cui la q è zero una relazione come la (§) sarebbe assurda. Bisogna invece che da principio l' energia del sistema sia interamente di natura elettrostatica.

§ 19. *Due radici della caratteristica sono imaginarie e coniugate.* — Premesso tutto questo veniamo a discutere il caso che per la pratica è più importante, quello cioè nel quale delle radici della caratteristica due sono imaginarie e coniugate.

A tale scopo formiamo anzitutto la trasformata della (4‴), che manca del termine di secondo ordine. Bisognerà fare:

$$D = y - \frac{P}{3},$$

con che si ottiene;

$$y^3 + \left(Q - \frac{P^2}{3}\right) y + \frac{2\,P^3}{27} - \frac{PQ}{3} + R = 0,$$

o, se si pone per comodità di scrittura:

$$p = Q - \frac{P^2}{3},$$

$$q = \frac{2\,P^3}{27} - \frac{PQ}{3} + R,$$

$$y^3 + p\,y + q = 0.$$

La condizione perchè quest' ultima equazione abbia due radici imaginarie, può scriversi, come è noto, sotto la forma:

$$\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27} > 0;$$

e poichè sostituendo risulta:

$$\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27} = \frac{1}{108}\left(4\,P^3\,R - P^2\,Q^2 - 18\,P\,Q\,R + 4\,Q^3 + 27\,R^2\right)$$

avremo da ultimo:

$$4\,P^3\,R + 4\,Q^3 + 27\,R^2 > P^2\,Q^2 + 18\,P\,Q\,R,$$

o, che fa lo stesso:

(7) $$4(r_1 + r_2)^3(l_1 r_2 + l_2 r_1) + 4(l_1 + l_2 + r_1 r_2)^3 + 27(l_1 r_2 + l_2 r_1)^2 > \\ > (r_1 + r_2)^2(l_1 + l_2 + r_1 r_2)^2 + 18(r_1 + r_2)(l_1 + l_2 + r_1 r_2)(l_1 r_2 + l_2 r_1).$$

È, come si vede, una condizione molto complessa, dalla quale difficilmente si può cavare un significato fisico chiaro.

Possiamo però stabilire una proposizione, che generalizza un teorema ben noto del Thomson; *se*, cioè, *i termini in* $r_1^2 . r_2^2$ *e* $r_1 r_2$ *sono trascurabili rispetto a quelli in* l_1 *e* l_2 *la* (7) *è certamente verificata* [1]).

Infatti in questa ipotesi viene anzitutto:

$$4(r_1 + r_2)^3 (l_1 r_2 + l_2 r_1) + 4(l_1 + l_2)^3 + 27(l_1 r_2 + l_2 r_1)^2 >$$
$$> (r_1 + r_2)^2 (l_1 + l_2)^2 + 18(r_1 + r_2)(l_1 + l_2)(l_1 r_2 + l_2 r_1);$$

vi sono adesso dei termini delle tre forme seguenti:

$$l^3 . l r^4 \quad \text{e} \quad l^2 r^2$$

ossia:

$$l(l^2 + r^4) \quad \text{e} \quad l^2 (l + r^2);$$

per quanto si è stabilito i primi e i secondi si riducono ai termini in l^3; sicchè la condizione diventa:

$$4(l_1 + l_2)^3 > 0,$$

che è sempre verificata.

L'ipotesi fatta del resto è sufficiente perchè due radici risultino imaginarie, ma non è necessaria, come si riconosce subito discutendo qualche caso particolare.

Ciò posto, vogliamo ammettere che delle tre radici due siano appunto complesse: per esempio a e b. Scriveremo in questo caso:

$$a = -\alpha + \beta i,$$
$$b = -\alpha - \beta i,$$

e per simmetria:

$$c = -\gamma;$$

1) Nel caso di un filo unico la caratteristica è:

$$D^2 + r D + l = 0,$$

quindi:

$$D = -\frac{r}{2} \pm \sqrt{\frac{r^2}{4} - l},$$

sicchè le radici saranno certamente imaginarie se r^2 è trascurabile davanti a l.

α. β e γ possono riguardarsi adesso come quantità reali e positive.

Risulterà immediatamente, per le (6):

$$A = q_0 \frac{(c + \alpha + \beta i)(-\alpha + \beta i + r_1)(-\alpha + \beta i + r_2)}{(-\alpha+\beta i)^2 (c+\alpha+\beta i) + (\alpha+\beta i)^2 (-\alpha+\beta i-c) - 2c^2\beta i},$$

$$B = q_0 \frac{(c + \alpha - \beta i)(-\alpha - \beta i + r_1)(-\alpha - \beta i + r_2)}{(-\alpha-\beta i)^2 (c+\alpha-\beta i) + (\alpha-\beta i)^2 (-\alpha-\beta i-c) + 2c^2\beta i},$$

$$C = \Gamma = q_0 \frac{-2\beta i (c + r_1)(c + r_2)}{(\alpha-\beta i)^2 (c+\alpha+\beta i) - (\alpha+\beta i)^2 (\alpha-\beta i+c) - 2c^2\beta i}.$$

A e B sono dunque imaginarii e coniugati, la C invece risulta reale, come si poteva asserire *a priori*. Svolgendo viene:

(6′)
$$A = \mathbf{A} + \mathbf{B}\, i,$$
$$B = \mathbf{A} - \mathbf{B}\, i,$$

con:

(6′)
$$\mathbf{A} = q_0 \frac{r_1 r_2 - \alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2}{2(2\alpha\gamma - \alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2)},$$
$$\mathbf{B} = q_0 \frac{r_1 r_2 (\gamma - \alpha) - \alpha(\gamma^2 - \alpha^2 - \beta^2)}{2\beta(2\alpha\gamma - \alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2)},$$

e:

(6′)
$$\Gamma = q_0 \frac{2\alpha\gamma - r_1 r_2}{2\alpha\gamma - \alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2}.$$

Con le nuove notazioni anche la (3) e (5″) prendono un aspetto particolare.

Risulta infatti, dopo alcuni calcoli semplicissimi:

(3′)
$$q = 2e^{-\alpha t}(\mathbf{A}\cos\beta t - \mathbf{B}\,\mathrm{sen}\,\beta t) + \Gamma e^{-\gamma t},$$

$$
(5^{\text{IV}})\quad
\begin{aligned}
i_1 &= l_1 \left[2e^{-\alpha t} \left(\frac{\mathbf{A}(r_1-\alpha)+\mathbf{B}\beta}{(r_1-\alpha)^2+\beta^2} \cos\beta t + \frac{\mathbf{A}\beta-\mathbf{B}(r_1-\alpha)}{(r_1-\alpha)^2+\beta^2} \operatorname{sen}\beta t \right) + \right. \\
&\qquad\qquad \left. + \frac{\Gamma}{r_1-\gamma} e^{-\gamma t} \right], \\
i_2 &= l_2 \left[2e^{-\alpha t} \left(\frac{\mathbf{A}(r_2-\alpha)+\mathbf{B}\beta}{(r_2-\alpha)^2+\beta^2} \cos\beta t + \frac{\mathbf{A}\beta-\mathbf{B}(r_2-\alpha)}{(r_2-\alpha)^2+\beta^2} \operatorname{sen}\beta t \right) + \right. \\
&\qquad\qquad \left. + \frac{\Gamma}{r_2-\gamma} e^{-\gamma t} \right].
\end{aligned}
$$

La (3') fornisce un resultato di importanza capitale, poichè dimostra che nel caso da noi trattato la carica delle armature è data dalla somma di due termini, uno dei quali è alternativo, mentre l' altro conserva il suo segno per tutta la durata del processo. Una cosa simile accade per i_1 e i_2, come si deduce dalle (5^{IV}).

Queste ultime equazioni ci permettono ancora di ricavare una espressione nuova per le quantità q_1 e q_2, che passano lungo i fili durante la scarica. Adesso anzi vi sarà luogo a distinguere fra l' elettricità che scorre sotto forma di corrente alternativa e quella che costituisce la corrente continua; noi per evitare le confusioni daremo ai primi termini l' indice a e ai secondi l' indice c. Sicchè si avrà subito:

$$
\begin{aligned}
q_1 &= q_{1,a} + q_{1,c}\,, \\
q_2 &= q_{2,a} + q_{2,c}\,;
\end{aligned}
$$

le espressioni poi di $q_{1,a}$. $q_{1,c}$. $q_{2,a}$ e $q_{2,c}$ si ricavano dalle (5^{IV}) moltiplicando per $d\,t$ e integrando rispetto al tempo da zero all' infinito. Risulta in questo modo:

$$
(8)\quad
\begin{aligned}
q_{1,a} &= 2l_1 \left[\frac{\mathbf{A}(r_1-\alpha)+\mathbf{B}\beta}{(r_1-\alpha)^2+\beta^2} \frac{\alpha}{\alpha^2+\beta^2} + \frac{\mathbf{A}\beta-\mathbf{B}(r_2-\alpha)}{(r_2-\alpha)^2+\beta^2} \frac{\beta}{\alpha^2+\beta^2} \right], \\
q_{1,c} &= l_1 \frac{\Gamma}{r_1-\gamma} \frac{1}{\gamma}, \\
q_{2,a} &= 2l_2 \left[\frac{\mathbf{A}(r_2-\alpha)+\mathbf{B}\beta}{(r_2-\alpha)^2+\beta^2} \frac{\alpha}{\alpha^2+\beta^2} + \frac{\mathbf{A}\beta-\mathbf{B}(r_2-\alpha)}{(r_2-\alpha)^2+\beta^2} \frac{\beta}{\alpha^2+\beta^2} \right], \\
q_{2,c} &= l_2 \frac{\Gamma}{r_2-\gamma} \frac{1}{\gamma};
\end{aligned}
$$

o anche, ponendo per brevità di scrittura:

$$a_1 = 2\,l_1 \frac{\mathbf{A}(r_1 - \alpha) + \mathbf{B}\beta}{(r_1 - \alpha)^2 + \beta^2} = -\,l_1 \frac{\Gamma}{r_1 - \gamma},$$

$$b_1 = 2\,l_1 \frac{\mathbf{A}\beta - \mathbf{B}(r_1 - \alpha)}{(r_1 - \alpha)^2 + \beta^2},$$

e introducendo le notazioni corrispondenti per il secondo filo:

(8')

$$q_{1,a} = \frac{a_1\alpha + b_1\beta}{\alpha^2 + \beta^2}, \qquad q_{1,c} = -\frac{a_1}{\gamma},$$

$$q_{2,a} = \frac{a_2\alpha + b_2\beta}{\alpha^2 + \beta^2}, \qquad q_{2,c} = -\frac{a_2}{\gamma}.$$

Con gli stessi simboli le (5^{IV}) diventano:

(5^{V})

$$i_1 = e^{-\alpha t}(a_1 \cos\beta t + b_1 \operatorname{sen}\beta t) - a_1 e^{-\gamma t},$$

$$i_2 = e^{-\alpha t}(a_2 \cos\beta t + b_2 \operatorname{sen}\beta t) - a_2 e^{-\gamma t}.$$

Elevando al quadrato queste equazioni, integrando i due membri moltiplicati per dt da zero all' infinito, e premettendo all' integrale $\int_0^\infty i_1^2\,dt$ il fattore R_1 e all'altro il fattore R_2 si ottengono delle nuove espressioni delle quantità di calore svolte nei due fili e sono:

(9)

$$Q_1 = R_1 \left[\frac{a_1^2 + b_1^2}{4\alpha} + \frac{a_1^2}{2\gamma} + \frac{(a_1^2 - b_1^2)\alpha + 2\,a_1 b_1 \beta}{4(\alpha^2 + \beta^2)} - \right.$$
$$\left. - 2\,a_1 \frac{a_1(\alpha + \gamma) + b_1\beta}{(\alpha + \gamma)^2 + \beta^2}\right],$$

$$Q_2 = R_2 \left[\frac{a_2^2 + b_2^2}{4\alpha} + \frac{a_2^2}{2\gamma} + \frac{(a_2^2 - b_2^2)\alpha + 2\,a_2 b_2 \beta}{4(\alpha^2 + \beta^2)} - \right.$$
$$\left. - 2\,a_2 \frac{a_2(\alpha + \gamma) + b_2\beta}{(\alpha + \gamma)^2 + \beta^2}\right],$$

§ 20. *Intensità delle correnti derivate.* — Pur troppo le formole che si hanno per la risoluzione della equazione di terzo grado sono troppo complesse perchè si possa farne uso nella pratica. Bisognerà necessariamente cercare una radice

per tentativi; una volta trovata questa si abbassa il grado dell' equazione al secondo e si ricavano subito le altre due.

In certi casi speciali, che per fortuna hanno molta importanza nelle applicazioni, si sanno però stabilire delle formole approssimate per una radice reale.

Proviamo infatti a verificare se non possa farsi:

$$\gamma = r_2 (1 + \varepsilon),$$

dove ε si vuole che sia una quantità piccola rispetto ad uno, tanto piccola che la seconda potenza e le superiori risultino trascurabili. Verrà come condizione:

$$\varepsilon = - \frac{l_2 (r_2 - r_1)}{r_2^2 (r_2 - r_1) + r_2 (l_1 + l_2)}.$$

Se si suppone in primo luogo che r_2 sia grande rispetto a r_1, e r_2^2 grande rispetto a l_1 e l_2 potremo scrivere semplicemente:

$$\varepsilon = - \frac{l_2}{r_2^2}$$

ciò che costituisce un valore accettabile, in accordo con le premesse; viene dunque:

(10) $$\gamma = r_2 \left(1 - \frac{l_2}{r_2^2}\right).$$

In secondo luogo ammettiamo che r_2 sia della forma:

$$r_2 = r_1 (1 + \alpha).$$

con α piccolissimo, e l_1 e l_2 siano grandi rispetto a r_2^2 viene allora:

$$\varepsilon = - \frac{l_2 \alpha}{l_1 + l_2},$$

$$\gamma = r_2 \left(1 - \frac{l_2 \alpha}{l_1 + l_2}\right).$$

In molti casi poi nè l' una nè l' altra formola potranno applicarsi rigorosamente; ma l' una o l' altra potrà dare un valore approssimato γ', che scriveremo sotto la forma:

$$\gamma' = \gamma - h;$$

allora indicando con F (x) il primo membro della caratteristica risulterà:

$$0 = F(-\gamma) = F(-\gamma' - h) = F(-\gamma') - h F'(-\gamma')$$

e quindi:

$$h = \frac{F(-\gamma')}{F'(-\gamma')} .$$

La formola (10) ha un'importanza considerevole. Si supponga infatti che le condizioni nelle quali essa vale siano verificate e per di più si ammetta che l_1 e l_2 abbiano lo stesso ordine di grandezza.

Allora il termine continuo della corrente i_1 sarà, per le (5^{IV}):

$$i_{1,c} = l_1 \frac{\Gamma e^{-\gamma t}}{r_1 - r_2\left(1 - \frac{l_2}{r_2^2}\right)} = - l_1 \frac{\Gamma e^{-\gamma t}}{r_2\left(1 - \frac{l_2}{r_2^2}\right)} ,$$

e il termine continuo di i_2, per le stesse equazioni:

$$i_{2,c} = l_2 \frac{\Gamma e^{-\gamma t}}{r_2 - r_2\left(1 - \frac{l_2}{r_2^2}\right)} = l_2 \frac{\Gamma e^{-\gamma t}}{r_2 \frac{l_2}{r_2^2}} ;$$

dividendo membro a membro risulta:

$$\frac{i_{2,c}}{i_{1,c}} = - \frac{l_2}{l_1} \frac{1 - \frac{l_2}{r_2^2}}{\frac{l_2}{r_2^2}} .$$

Si ha dunque questo resultato interessante che, se dei due fili uno è molto meno resistente dell' altro la corrente continua passa di preferenza per quest' ultimo.

§ 21. *Casi particolari.* — Procediamo allo studio di alcuni casi particolari. Cominceremo per osservare che in ge-

nere non si può dire in che rapporto si divida la corrente fra i due fili; le equazioni (5^{IV}) mostrano propriamente che per i termini continui vi è un rapporto costante, ma per i termini alternativi non più: se i periodi sono gli stessi nei due conduttori le fasi sono differenti.

Possiamo domandarci però se non vi sia qualche valore delle costanti che semplifichi questa condizione di cose.

Riferiamoci alle formole (5''), le quali forniscono per il rapporto $\frac{i_1}{i_2}$ l' espressione:

$$\frac{i_1}{i_2}=\frac{\frac{l_1+a^2m_1}{a+r_1}\,\mathrm{A}e^{at}+\frac{l_1+b^2m_1}{b+r_1}\,\mathrm{B}e^{bt}+\frac{l_1+c^2m_1}{c+r_1}\,\mathrm{C}e^{ct}}{\frac{l_2+a^2m_2}{a+r_2}\,\mathrm{A}e^{at}+\frac{l_2+b^2m_2}{b+r_2}\,\mathrm{B}e^{bt}+\frac{l_2+c^2m_2}{c+r_2}\,\mathrm{C}e^{ct}},$$

è evidente che basta fare:

$$r_1=r_2=r,$$

cioè:

$$\frac{\mathrm{R}_1}{\mathrm{L}_1-\mathrm{M}}=\frac{\mathrm{R}_2}{\mathrm{L}_2-\mathrm{M}},$$

perchè $\frac{i_1}{i_2}$ diventi indipendente dal tempo.

Risulta allora:

$$\frac{i_1}{i_2}=\frac{\mathrm{L}_2-\mathrm{M}}{\mathrm{L}_1-\mathrm{M}}=\frac{\mathrm{R}_2}{\mathrm{R}_1}.$$

Questo problema merita di essere esaminato un po' più da vicino; la caratteristica essendo:

$$(1+m_1+m_2)\,\mathrm{D}^3+r\,(2+m_1+m_2)\,\mathrm{D}^2+(l_1+l_2+r^2)\,\mathrm{D}+r\,(l_1+l_2)=0.$$

si può scrivere anche:

$$[(1+m_1+m_2)\,\mathrm{D}^2+r\,\mathrm{D}+l_1+l_2]\,(\mathrm{D}+r)=0,$$

ma la radice $x=-r$ è spuria, dal momento che si annulla

il coefficiente di e^{ct} nella espressione di q [1]); possiamo dunque sostituire alla coppia considerata un unico conduttore. Del resto rifacendo il calcolo da capo si trova appunto, come caratteristica:

$$(1 + m_1 + m_2)\,\mathrm{D}^2 + r\,\mathrm{D} + l_1 + l_2 = 0\,.$$

Se ora vogliamo trascurare m_1 e m_2 [2]) viene come condizione semplicemente:

$$\frac{\mathrm{R}_1}{\mathrm{L}_1} = \frac{\mathrm{R}_2}{\mathrm{L}_2}\,,$$

e per conseguenza:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\mathrm{L}_2}{\mathrm{L}_1} = \frac{\mathrm{R}_2}{\mathrm{R}_1}\,.$$

La caratteristica alla sua volta prende la forma:

$$(\mathrm{D}^2 + r\,\mathrm{D} + l_1 + l_2)(\mathrm{D} + r) = 0\,,$$

e di nuovo la radice $-r$ è spuria. Il coefficiente relativo si annulla per virtù delle (6).

Delle formole semplici si ottengono anche quando le resistenze siano trascurabili davanti ai coefficienti di autoinduzione. Allora si può scrivere:

$$r_1 = r_2 = 0\,,$$

1) Questo coefficiente avendo la forma:

$$\mathrm{C} = \frac{\begin{vmatrix} 1 & 1 & q_0 \\ \dfrac{l_1 + a_2 m_1}{a + r_1} & \dfrac{l_1 + b^2 m_1}{b + r_1} & 0 \\ \dfrac{l_2 + a^2 m_2}{a + r_2} & \dfrac{l_2 + b^2 m_2}{b + r_2} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \dfrac{l_1 + a^2 m_1}{a + r_1} & \dfrac{l_1 + b^2 m_1}{b + r_1} & \dfrac{l_1 + c^2 m_1}{c + r_1} \\ \dfrac{l_2 + a^2 m_2}{a + r_2} & \dfrac{l_2 + b^2 m_2}{b + r_2} & \dfrac{l_2 + c^2 m_2}{c + r_2} \end{vmatrix}}\,,$$

va a zero per:

$$r_1 = r_2 = -c\,.$$

1) Si confronti il § 13.

e la caratteristica (4") diventa:

$$(1 + m_1 + m_2) D^2 + (l_1 + l_2) D = 0 ,$$

le radici sono dunque:

$$a = \beta i ,$$
$$b = - \beta i ,$$
$$c = 0 ,$$

con:

$$\beta = \sqrt{\frac{l_1 + l_2}{1 + m_1 + m_2}} .$$

Di nuovo la C si annulla.

Ciò posto dalle (5") risulta:

$$i_1 = \frac{l_1 - \beta^2 m_1}{\beta i} (A e^{\beta i t} - B e^{-\beta i t}) ,$$

$$i_2 = \frac{l_2 - \beta^2 m_2}{\beta i} (A e^{\beta i t} - B e^{-\beta i t}) ,$$

e poichè è:

$$A = B = \frac{q_0}{2} ,$$

viene anche subito:

$$i_1 = q_0 \frac{l_1 - \beta^2 m_1}{\beta} \operatorname{sen} \beta t ,$$

$$i_2 = q_0 \frac{l_2 - \beta^2 m_2}{\beta} \operatorname{sen} \beta t ,$$

e ponendo per β^2 il suo valore:

$$i_1 = q_0 \frac{l_1 (1 + m_2) - m_1 l_2}{\beta (1 + m_1 + m_2)} \operatorname{sen} \beta t ,$$

$$i_2 = q_0 \frac{l_2 (1 + m_1) - m_2 l_1}{\beta (1 + m_1 + m_2)} \operatorname{sen} \beta t ,$$

Esprimiamo adesso $l_1 . l_2 . m_1$ e m_2 come al § 14, e ricaveremo senz' altro:

$$i_1 = q_0 \frac{-(L_2 - M) B}{\beta (L_1 - M)(L_2 - M)(1 + m_1 + m_2)} \operatorname{sen} \beta t,$$

$$i_2 = q_0 \frac{-(L_1 - M) B}{\beta (L_1 - M)(L_2 - M)(1 + m_1 + m_2)} \operatorname{sen} \beta t;$$

risulta dunque:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{L_2 - M}{L_1 - M}.$$

Il periodo è:

$$\frac{2\pi}{\beta} = 2\pi \sqrt{\frac{1 + m_1 + m_2}{l_1 + l_2}},$$

$$= 2\pi \sqrt{\frac{-(L_1 L_2 - M^2) B}{L_1 - 2M + L_2}}.$$

Dei resultati analoghi si otterrebbero supponendo β estremamente grande nelle (6') e (5^{IV}).

Finalmente vogliamo considerare il caso in cui uno dei coefficienti di autoinduzione, per esempio L_2, è trascurabile, rispetto alla resistenza del suo filo.

Ponendo nella (4') $L_2 = M = 0$, e introducendo di più la notazione:

$$\lambda_2 = -\frac{B}{R_2},$$

risulterà:

$$D^2 + (\lambda_2 + r_1) D + r_1 \lambda_2 + l_1 = 0;$$

anche qui dunque la caratteristica è del secondo grado.

Che se poi anche $\frac{L_1}{R_1}$ fosse nullo, cioè i due conduttori avessero un grande diametro e una piccola conducibilità, verrebbe senz' altro come caratteristica:

$$D + \lambda_1 + \lambda_2 = 0,$$

e poi :

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

La scarica sarebbe dunque continua e si deriverebbe secondo il rapporto inverso delle resistenze.

§ 22. *Ricerche dell'Autore su le scariche derivate.* — Passiamo adesso a discutere, in alcuni casi pratici, i resultati della teoria.

Come primo esempio scelgo di calcolare una disposizione, con la quale ho studiato, anni or sono, allo specchio girante, secondo il metodo di Feddersen, le scariche di un condensatore lungo due fili in parallelo [1]).

L'apparecchio era disposto nel modo che si ricava dalla figura 2.

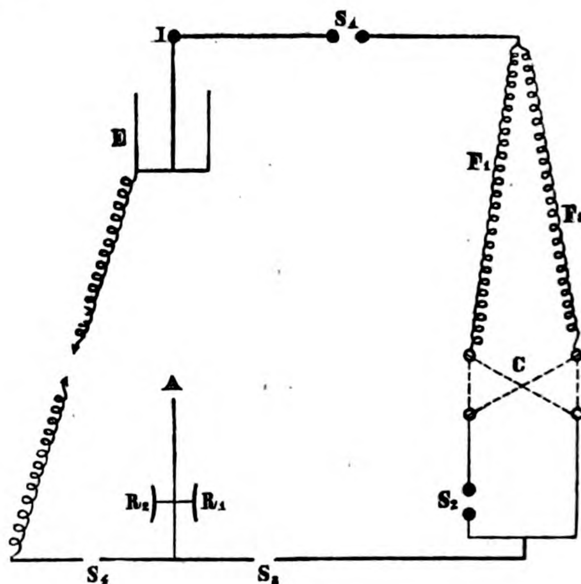


Fig. 2.

L'armatura interna I di un condensatore era messa in comunicazione con una delle aste di uno spinterometro S_1,

1) Atti R. Acc. delle Scienze di Torino, XXXII, 1898.

alla seconda asta del quale erano saldati i fili F_1 e F_2, che costituivano i due rami del circuito di scarica.

Questi fili mettevano capo all' altro estremo nella prima coppia di pozzetti di un commutatore a mercurio C. E dalla seconda coppia partivano due condutture di grosso filo di rame, le quali, dopo breve tratto, andavano a congiungersi insieme. In una di tali condutture era praticato un intervallo di scarica S_2.

I fili procedevano uniti fino a presentarsi in S_3 davanti ad una delle posizioni possibili di un' asta $S_3 S_4$, fissata rigidamente a quel medesimo asse A, intorno al quale giravano gli specchi sferici R_1 ed R_2.

Quando, durante la rotazione, l' asta $S_3 S_4$ si trovava con un capo a breve distanza dall' estremo dei fili, l' altro capo si affacciava ad un conduttore comunicante in T con la terra.

Era messa parimenti in comunicazione col suolo l' armatura esterna E del condensatore.

Questo era costituito da due grandi boccie cilindriche di vetro verde, la cui capacità ho trovato adesso di 4 millesimi di microfarad per ciascuna.

Dei due conduttori F_1 ed F_2, che formavano i rami del circuito di scarica, il primo era un tratto rettilineo [1]) di filo di argentana, lungo un metro e spesso due millimetri ; il secondo, pure rettilineo, aveva la medesima lunghezza, ma un diametro di 25 millesimi di millimetro appena : in alcune esperienze si trattava di un filo di ferro, in altre di un filo di costantana.

« Il risultato costante fu questo che : *la scarica corrispondente al filo grosso è sempre nettamente alternativa ; la scarica, che segue il filo sottile, sembra talora essere aperiodica, ma più spesso oscillante e molto smorzata* ».

Noi faremo il calcolo supponendo che il secondo conduttore sia un filo di ferro ; prendiamo per fissare le idee le resistenze specifiche :

$$\rho_1 = 30 \,.\, 10^3 \,,$$
$$\rho_2 = 9{,}6 \,.\, 10^3 \,.$$

1) La figura per errore rappresenta i fili F_1 e F_2 avvolti a spirale.

Con questi dati e con gli altri che ho riferito risulta:

$$r_1 = 6{,}545 \,.\, 10^4\,, \qquad l_1 = 8{,}569 \,.\, 10^{13}\,,$$
$$r_2 = 8{,}561 \,.\, 10^7\,, \qquad l_2 = 5{,}691 \,.\, 10^{13}\,;$$

formando la caratteristica (4‴) e risolvendola viene:

$$\alpha = 3{,}6400 \,.\, 10^5\,,$$
$$\beta = 9{,}2881 \,.\, 10^6\,,$$
$$\gamma = 8{,}4952 \,.\, 10^7\,.$$

Bisogna adesso portare i valori di α, β e γ nelle (6′) e ricavarne **A**, **B** e Γ; si trova:

$$\frac{\mathbf{A}}{q_0} = 0{,}50388\,,$$
$$\frac{\mathbf{B}}{q_0} = 0{,}01577\,,$$
$$\frac{\Gamma}{q_0} = -\,0{,}00777\,.$$

Finalmente si calcolano i coefficienti di $l_1\, e^{-\alpha t} \operatorname{sen} \beta t$, $l_1\, e^{-\alpha t} \cos \beta t$, $l_1\, e^{-\gamma t}$, $l_2\, e^{-\alpha t} \operatorname{sen} \beta t$, $l_2\, e^{-\alpha t} \cos \beta t$, $l_2\, e^{-\gamma t}$ nelle espressioni (5^{IV}) di i_1 e i_2; viene:

$$i_1 = q_0 l_1 [e^{-\alpha t}(-9{,}14.10^{-11} \cos\beta t + 1{,}08.10^{-7} \operatorname{sen}\beta t) + 9{,}14.10^{-11} e^{-\gamma t}]$$

$$i_2 = q_0 l_2 [e^{-\alpha t}(\quad 1{,}17.10^{-8} \cos\beta t + 0{,}09.10^{-8} \operatorname{sen}\beta t) - 1{,}17.10^{-8}\, e^{-\gamma t}]\,,$$

e quindi:

$$a_1 = -\,7{,}83 \,.\, 10^3 \,.\, q_0\,, \qquad a_2 = 6{,}66 \,.\, 10^5 \,.\, q_0\,,$$
$$b_1 = \quad 9{,}25 \,.\, 10^6 \,.\, q_0\,, \qquad b_2 = 5{,}12 \,.\, 10^4 \,.\, q_0\,,$$

e, per le (8′):

$$q_{1,a} = 0{,}99936 \,.\, q_0\,, \qquad q_{1,c} = \quad 0{,}00009 \,.\, q_0\,,$$
$$q_{2,a} = 0{,}00836 \,.\, q_0\,, \qquad q_{2,c} = -\,0{,}00784 \,.\, q_0\,;$$

come verifica si trova:

$$q_1 + q_2 = q_{1,a} + q_{1,c} + q_{2,a} + q_{2,c} = 0{,}99997 \,.\, q_0\,.$$

I valori delle $q_{1,a}$ ... bastano da soli a mostrare che il resultato sperimentale riceve il suffragio della teoria. Per il filo grosso viene infatti:

$$\frac{q_{1,a}}{q_{1,c}} = 10000 \text{ circa};$$

la scarica dovette dunque apparire nettamente alternativa; per il filo di ferro invece risulta:

$$\frac{q_{2,a}}{q_{2,c}} = -1, \text{ o quasi},$$

e però in questo caso i caratteri delle due scariche dovevano essere sovrapposti, come ho riconosciuto.

Alle stesse conclusioni si viene considerando i coefficienti dei diversi termini nelle espressioni di i_1 e i_2. Nella prima il termine del seno ha la massima importanza, sicchè la forma della corrente i_1 sarà quella di una semplice sinusoide smorzata. Nella seconda le cose vanno diversamente; il termine del seno è piccolo rispetto a quello che contiene il coseno, e produce appena un leggero spostamento di fase, ma l'esponenziale esercita nei primi istanti un'influenza considerevole; scompare bensì assai presto perchè γ è grande rispetto a α e β. Come resultato ad ogni modo si ottiene che la prima mezza oscillazione, che è la più ampia e quella che dà il carattere all'imagine formata dallo specchio rotante, ha per i_1 la durata $\frac{\pi}{\beta}$, per i_2 la durata $\frac{\pi}{2\beta}$ o poco più. Ora, a parità di condizioni, l'imagine breve caratterizza appunto la scarica continua o fortemente smorzata.

§ 23. *Ricerche del Prof. Cardani.* — Un controllo anche migliore si può dare alla nostra teoria confrontandola con i risultati sperimentali del Cardani.

Il Cardani, in una lunga serie di memorie [1]), ha studiato la distribuzione delle correnti di scarica dei condensatori nei circuiti derivati, misurando le quantità di calore che si svolgevano in due fili in parallelo.

1) N. Cim. (4), II, 1895, (4), III, 1896 e (4), IV, 1896.

La misura era fatta per mezzo di termometri a petrolio, e uno dei due conduttori rimase sempre invariato. Era un filo di platino di 0,03 cm. di diametro e 200 cm. di lunghezza. Questo conduttore sarà distinto sempre nel seguito con l'indice 1; le sue costanti sono:

$$R_1 = 2{,}546 \,.\, 10^9 \,,$$
$$L_1 = 3676 \,,$$

e quindi:

$$r_1 = \frac{R_1}{L_1} = 6{,}93 \,.\, 10^5 \,.$$

Il secondo conduttore aveva nella maggior parte delle esperienze la lunghezza di 50 cm.; variavano da caso a caso il suo diametro e la sostanza.

La prolissità dei calcoli necessarii per trovare teoricamente la distribuzione dell'energia in una coppia particolare, non mi permette di discutere molti esempii. Io mi accontenterò di scegliere a caso una sola esperienza fra le centinaia, i cui resultati furono registrati dal Cardani. Prenderò come secondo conduttore un filo di rame della lunghezza di 50 cm. e del diametro di cm. 0,012. Posta la resistenza specifica uguale a $1{,}3 \,.\, 10^3$ [1]), risulta:

$$R_2 = 5{,}744 \,.\, 10^8 \,,$$
$$L_2 = 872 \,,$$
$$r_2 = 6{,}59 \;\, 10^5 \,.$$

Per stabilire la forma dell'equazione caratteristica bisogna conoscere ancora la capacità del condensatore. Questo era costituito da 40 bottiglie in quantità di 3 millesimi di microfarad ciascuna. Viene dunque:

$$C = 12 \,.\, 10^{-17} \,,$$

1) Questo dato numerico e gli altri che riporto in seguito (quando non siano contenuti nelle memorie originali del Cardani) mi furono favoriti gentilmente dall'Autore. Sono lieto di poterlo ringraziare pubblicamente della sua cortesia.

e per conseguenza:

$$l_1 = 2{,}26 \,.\, 10^{13} \,,$$
$$l_2 = 9{,}58 \,.\, 10^{12} \,.$$

Scrivendo l' equazione in D e risolvendola si trova:

$$\alpha = 3{,}35 \,.\, 10^5 \,,$$
$$\beta = 3{,}44 \,.\, 10^6 \,,$$
$$\gamma = 6{,}85 \,.\, 10^5 \,.$$

e dopo qualche calcolo:

$$a_1 = 3{,}84 \,.\, 10^4 \,.\, q_0 \,, \qquad a_2 = -\,9{,}58 \,.\, 10^3 \,.\, q_0 \,,$$
$$b_1 = 6{,}60 \,.\, 10^5 \,.\, q_0 \,, \qquad b_2 = \quad 2{,}80 \,.\, 16^6 \,.\, q_0 \,,$$

e finalmente:

$$Q_1 = \ 8{,}30 \,.\, 10^{14} \,.\, q_0^2 \,,$$
$$Q_2 = 33{,}58 \,.\, 10^{14} \,.\, q_0^2 \,.$$

La somma delle quantità Q_1 e Q_2 fornisce:

$$Q_1 + Q_2 = 4{,}19 \,.\, 10^{15} .\, q_0^2 \,,$$

mentre si ha come verifica:

$$\frac{1}{2\,C} = 4{,}17 \,.\, 10^{15} \,.$$

Il rapporto dei due numeri Q_2 e Q_1,

$$\frac{33{,}58}{8{,}30} \,,$$

si può scrivere anche:

$$\frac{200}{49{,}4} \,;$$

il Cardani trova:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{200}{53{,}8} \;[1]);$$

1) N. Cim. (4), II, 286, 1895.

l' accordo si può dunque ritenere ottimo se si tiene conto da un lato della semplicità delle ipotesi messe a base della teoria, e dall' altro delle molteplici cause di errore, che intervengono sempre nelle esperienze calorimetriche.

Poichè la verifica trovata non può essere casuale credo inutile calcolare ancora nuove coppie; piuttosto cercheremo di confrontare in altro modo l' esperienza e la teoria.

I valori trovati per le costanti a e b nel paragrafo 22 e in questo stesso mostrano un comportamento caratteristico, che si potrebbe illustrare con molti altri esempii. Sempre quando le grandezze r_1 e r_2 sono diverse, accade che nel filo al quale spetta la più piccola r il coseno ha un coefficiente negativo, l' esponenziale lo ha positivo, il seno positivo è preponderante; nell' altro conduttore il coseno ha un coefficiente positivo e l' esponenziale negativo, quanto al seno il suo coefficiente è sempre maggiore di zero, ma diminuisce in grandezza al crescere della r corrispondente.

Nell' istante però in cui $r_1 = r_2$ (si confronti il § 21) il coseno e l' esponenziale svaniscono dalle espressioni delle correnti, e i numeri che moltiplicano il seno stanno nel rapporto inverso dei coefficienti di autoinduzione (o delle resistenze).

Premesso questo supponiamo che il filo 1 rimanga fisso e il filo 2 conservi la sua lunghezza (f_2) e la sostanza, ma cambi man mano e, propriamente, diminuisca il diametro (d_2). Da principio, essendo d_2 molto grande, sarà $r_2 < r_1$ e però nel secondo filo la corrente sarà all' ingrosso alternativa. Se ora d_2 diminuisce arriverà un istante in cui le r si uguagliano, istante che è determinato dall' equazione:

$$(\S) \qquad r_1 = \frac{2\rho_2}{\pi d_2^2 \log\left(\frac{4f_2}{d_2} - 1\right)},$$

nella quale f_2 deve considerarsi come costante.

A partire da questo punto se d_2 continua a diminuire verrà:

$$r_2 > r_1,$$

nei due fili si svolgeranno di nuovo il coseno e l' esponenziale; e nel secondo conduttore quest' ultimo termine andrà acquistando un' importanza sempre più considerevole.

Calcoliamo per alcuni metalli il valore d_2 che soddisfa alla (§).

Prenderemo per r_1 il valore già dato, $6{,}93 . 10^5$, per l_2 50 cm. e per le resistenze specifiche ρ_2 i numeri seguenti:

	$\rho_2 . 10^{-3}$
Ferro . . .	9,0
Ottone . . .	6,7
Rame . . .	1,3 .

Verrà senz' altro:

Ferro . .	d_2 in cm.	0,030	0,031	0,032	0,033	0,034	0,035
	$r_2 . 10^{-5}$	8,16	7,68	7,23	6,83	6,45	6,11
Ottone .	d_2 in cm.	0,025	0,026	0,027	0,028	0,029	0,030
	$r_2 . 10^{-5}$	8,54	7,92	7,38	6,91	6,47	6,07
Rame . .	d_2 in cm.	0,010	0,011	0,012	0,013	0,014	0,015
	$r_2 . 10^{-5}$	9,30	7,77	6,59	5,67	4,93	4,32 .

Si deduce dalle tabelle che l' istante in cui le grandezze di r_2 e r_1 si uguagliano è caratterizzato per i diversi metalli, e nelle condizioni prescelte, dai valori seguenti:

	Ferro	Ottone	Rame
d_2 in cm.	0,033	0,028	0,012

Come ho detto già, diminuendo i d_2 a partire da questi diametri, la corrente del secondo filo acquista sempre più spiccato il carattere della continuità; inoltre q_2 e Q_2 diventano rapidamente piccolissime [1]).

Tutti i resultati ottenuti or ora si ritrovano sotto altra forma nel Cardani.

Egli deduce infatti dalle sue esperienze che la resistenza dei fili sottili cresce rapidissimamente a partire da un certo diametro che chiama *critico*.

E aggiunge [2]): « il diametro critico, a parità di condizioni sperimentali, varia da metallo a metallo: così per esempio il

1) Si confronti l' esempio numerico del § 22, per avere un' idea del modo in cui si divide la q in due fili di diversa r.

2) N. Cim. (4), II, 289, 1895.

rame ha per diametro critico cm. 0,012, l' ottone cm. 0,022 circa, il ferro circa cm. 0,030, lo stesso sensibilmente il platino, ecc. ».

Quando i fili sono estremamente sottili, scrive ancora il Cardani più avanti [1]), « la loro resistenza si comporta come quella che essi presentano alle ordinarie correnti, e cioè varia da metallo a metallo e cresce rapidamente col diminuire del diametro ».

La teoria assegna di questo fatto una ragione assai semplice; al di sotto del diametro critico la corrente è in realtà, per buona parte, continua.

Nella condizione :

$$r_1 = r_2$$

la capacità del condensatore non entra; è parso invece al Cardani che in certi casi si modifichi insieme con questa grandezza anche il diametro critico. Lo stesso Autore però osserva in proposito [2]) :

« Questa dipendenza della resistenza dalla quantità di elettricità è proprio una dipendenza reale, ovvero non è piuttosto una conseguenza del fatto che i fili sono portati colla maggior quantità di elettricità che li attraversa a temperature molto più elevate? È questa una quistione che dalle attuali ricerche non può, almeno mi sembra, avere una facile soluzione: ma il fatto stesso che l' influenza della quantità di elettricità è molto minore nell' argento e nel rame che meglio conducono le scariche e meno si riscaldano, anzichè nel ferro e nel platino, tende a provare che la temperatura deve avere nel fenomeno una parte preponderante ».

Se le cose vanno realmente in questo modo, non c' è da meravigliare che le nostre formole non prevedano il fatto di cui si tratta; in realtà entrerebbero in giuoco delle azioni, delle quali la teoria non ha tenuto conto.

Possiamo invece verificare agevolmente un altro resultato, secondo il quale la *resistenza* opposta dai fili alle scariche

1) Loc. cit. 295.
2) Loc. cit. 290.

non dipende solo dalla coppia che si studia, bensì ancora dalla capacità del condensatore.

Trova il Cardani [1]) che per i fili grossi « le resistenze si presentano di valore tanto più piccolo, quanto maggiore è la capacità del condensatore che si adopera ».

Per i fili estremamente sottili invece [2]) « la resistenza cresce rapidissimamente col crescere della capacità ».

Se si bada all' interpretazione teorica del diametro critico, si vede subito che questi resultati si possono raccogliere in un enunciato solo dicendo che: se in una coppia data r_2 è maggiore di r_1, il rapporto $\frac{Q_2}{Q_1}$ dovrà diminuire quando si fa crescere la capacità del condensatore. Per verificare questo si calcolino anzitutto Q_1 e Q_2 per il sistema studiato nel § 22. Verrà:

$$Q_2 = 5{,}70 \,.\, 10^{16} \,.\, q_0^2 \,,$$
$$Q_1 = 0{,}56 \,.\, 10^{16} \,.\, q_0^2 \,;$$

come verifica si trova:

$$Q_1 + Q_2 = 6{,}26 \,.\, 10^{16} \,.\, q_0^2 \,,$$

mentre è:

$$\frac{1}{2C} = 6{,}25 \,.\, 10^{16} \,;$$

per il rapporto poi viene senz' altro:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = 10{,}18 \,.$$

Ciò posto si ricalcoli lo stesso esempio lasciando inalterata la coppia e moltiplicando per 10 la capacità del condensatore. Si avrà di conseguenza:

$$r'_1 = 6{,}545 \,.\, 10^{4} \,, \qquad l'_1 = 8{,}569 \,.\, 10^{11} \,,$$
$$r'_2 = 8{,}567 \,.\, 10^{7} \,, \qquad l'_2 = 5{,}691 \,.\, 10^{12} \,:$$

e da ultimo:

$$Q'_2 = 3{,}12 \,.\, 10^{15} \,.\, q_0^2 \,,$$
$$Q'_1 = 3{,}11 \,.\, 10^{15} \,.\, q_0^2 \,;$$

1) N. Cim. (4), II, 229, 1895.
2) Loc. cit 232.

come verifica si trova:

$$Q'_1 + Q'_2 = 6{,}23 \,.\, 10^{15} \,.\, q_0^2 \,,$$

mentre è:

$$\frac{1}{2C} = 6{,}25 \,.\, 10^{15} \,.$$

Per il rapporto risulta:

$$\frac{Q'_2}{Q'_1} = 1{,}00 \,.$$

in accordo perfetto con ciò che si prevedeva.

Osserverò finalmente che se il secondo conduttore è un elettrolito, dovendosi fare il diametro molto grande, sarà piccolo L_2 in confronto di R_2, e però r_2 risulterà sempre molto notevole. Nelle condizioni sperimentali ordinarie sarà anzi $r_2 > r_1$; il che spiega, ancora una volta, i resultati ottenuti dal Cardani con le soluzioni di acido solforico e di solfato di rame [1]).

§ 24. *Note bibliografiche al Capitolo terzo.* — Fra i casi particolari del paragrafo ventesimoprimo fu trattato da me [2]), in una nota vecchia già di parecchi anni, quello definito dalle uguaglianze:

$$r_1 = r_2 = 0 \,.$$

Il sig. Mizuno [3]) studiò a sua volta il problema precedente:

$$r_1 = r_2 = r \,,$$
$$m_1 = m_2 = 0 \,.$$

La soluzione del caso generale [4]) e tutto il resto del capitolo [5]) mi appartengono.

---

1) N. Cim., (4), IV, 200, 1896. Anche nel caso più favorevole, in quello cioè delle soluzioni sature di solfato di rame è $\rho = 29{,}3.10^9$; sicchè prendendo, come fa il Cardani, un tubo di 12 cm. di lunghezza e 1,6 cm di diametro risulta $r = 3{,}03.10^9$: ora il filo di confronto continuava ad essere quello di platino usato nelle altre esperienze, per il quale è $r = 6{,}93.10^5$.

2) A. Garbasso. N. Cim., (4), VI, 1897.

3) I. Mizuno. Electrician, XLVII, 1901.

4) A. Garbasso. Drud. Ann., VIII, 1902.

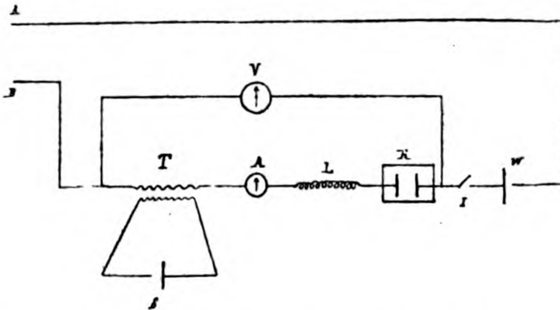
5) A. Garbasso. Mem. R. Acc. di Torino, (2), LII, 1902.

DI ALCUNI FENOMENI OSSERVATI NELLA SCARICA DI UN ROCCHETTO DI RUHMKORFF.

Nota del Dott. LAVORO AMADUZZI [1]).

1. Credo opportuno dare un rapido resoconto di alcune osservazioni da me recentemente fatte su scariche elettriche fornite da un rocchetto di Ruhmkorff.

2. Un circuito che prende le mosse da A e B comprende il primario del rocchetto T, un amperometro termico, una autoinduzione L, un reostato R a solfato di rame con lastre di rame, un interruttore ordinario I ed un interruttore elettrolitico W del Wehnelt.



In derivazione fra il primo estremo del primario del rocchetto e l' ultimo polo del reostato a liquido sta un voltmetro. Gli estremi del secondario del rocchetto comunicano coi conduttori di uno spinterometro S ai quali si possono innestare elettrodi di varia forma.

Le lastre di rame del reostato a liquido si possono immergere più o meno, oltrechè allontanare più o meno l' una dall'altra, e nel rocchetto L di autoinduzione si possono introdurre in misura diversa fasci di vario diametro costituiti da filo di ferro.

Come elettrodi nello spinterometro ho di preferenza usata una punta smussa di zinco ed un disco di carbone.

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica della R. Università di Bologna, diretto dal Prof. A. Righi.

Tali forme sono raccomandate dalla natura stessa dei fenomeni che costituiscono l'oggetto di questa Nota; la costituzione in carbone del disco, dalla necessità di evitare effetti di ossidazione superficiale inevitabili in dischi metallici; l'uso della punta metallica in luogo di una di carbone, dalla grande facilità che questa ha di disgregarsi.

3. Descritta la disposizione sperimentale, ecco quali sono i fenomeni osservati. Essi consistono essenzialmente nelle variazioni di aspetto della scarica al variare della resistenza e della autoinduzione del circuito primario e più particolarmente nella mancanza di ogni scarica per certi determinati valori di quelle due quantità.

Immergendo buona parte delle lastre di rame del reostato, e lanciando attraverso A e B la corrente alternata stradale a 110 volta, per una conveniente distanza fra gli elettrodi dello spinterometro e per una piccola distanza fra le lastre del reostato, si ha la nota scarica in forma di fiamma. Allontanando lentamente le lastre del reostato così da aumentare gradatamente la resistenza ohmica del circuito, la scarica assume l'aspetto di vere e proprie scintille lineari. Allontanando ancora si ha nuovamente la fiamma, che per un ulteriore allontanamento cessa senza venir sostituita da alcun fenomeno visibile. Dopo una sensibile escursione di una delle lastre si ritorna alle scariche lineari e un maggiore allontanamento si ha la cessazione di ogni effetto di scarica mentre cessa anche a poco a poco il funzionamento come interruttore del Wehnelt.

Alzando un poco le lastre di rame del reostato così da limitarne la immersione e da portare in un campo di valori più elevati le resistenze che gradualmente si fanno variare, per una piccola distanza fra le lastre stesse si hanno scariche a fiamma fra gli elettrodi dello spinterometro, poi, per un successivo e graduale aumento della resistenza ohmica del circuito, scariche a scintille, assenza di scariche, scariche a scintille, assenza di scariche e così via alternativamente per un numero più o meno grande di volte.

4. Effetti analoghi si ottengono colla graduale variazione della autoinduzione del circuito per mezzo di un nucleo di

ferro che gradualmente si introduce nelle spire del rocchetto L.

5. Tanto l' aumento della autoinduzione di un circuito nel quale si trovi un Wehnelt, come quelle della resistenza, trascinano una variazione nel periodo di interruzione e precisamente una diminuzione nella frequenza, avvertibile anche ad orecchio.

La quale cosa, del resto nota e facilmente spiegabile, accompagna anche gli effetti di scarica fra gli estremi del secondario, più sopra descritti.

Tali effetti trovano inoltre una corrispondenza nelle indicazioni fornite dagli apparecchi di misura rappresentati in figura.

6. I fatti descritti fugacemente in questa Nota preliminare si ottengono anche alimentando il rocchetto di Ruhmkorff con una corrente continua.

15 Novembre 1904.

SULLA FLUORESCENZA DEL VAPORE DI SODIO [1].

Nota del Dott. L. PUCCIANTI [2].

1. E. Wiedemann e C. Schmidt in due dei loro lavori [3]) sulla fluorescenza dei vapori studiarono il vapore di sodio col metodo seguente. Nel collo di un palloncino di vetro votato d' aria e chiuso alla fiamma era stato posto un po' di sodio metallico il quale col riscaldamento sviluppava vapore che riempiva il palloncino. Su di esso veniva con una lente concentrata la luce solare in un cono che presentava una bella luminosità fluorescente verde, la quale esaminata allo spettroscopio si mostrava composta di una larga banda verde scannellata, di un' altra banda rossa più difficile a risolvere e della riga D (pare che lo spettroscopio da essi usato non scomponesse quest' ultima).

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, Vol. 13, 2° sem., ser. 5., fasc. 10, 1904.

2) Lavoro eseguito nell' Istituto Superiore di Firenze.

3) Wiedemann, Ann. 57, 447, 1896. Verhandlungen d. Phys. Gesell. zu Berlin, Jahrg. 16, pag. 37, 1897.

Quanto alla relazione fra la luce emessa e la eccitatrice il cui studio è molto difficile, gli autori da alcune loro esperienze conclusero solo non potervi essere notevoli divergenze dalla regola di Stokes.

Altre ricerche sull' argomento son dovute a R. Wood [1]). Dapprima egli sperimentò mediante tubi di vetro o di ferro in cui un po' di sodio veniva riscaldato in corrente di idrogeno e formava una piccola nube di vapore denso sulla quale veniva concentrata la luce. E così ottenne dei risultati simili a quelli di Wiedemann e Schmidt. Egli si occupò anche della questione importante, se la riga D fosse prodotta dalla luce di uguale lunghezza d' onda, nel qual caso si poteva pensare di essere addirittura in presenza delle onde secondarie dei risonatori che producono la riga invertita. È noto che tali onde secondarie non sono mai state osservate in altri modi [2]) e che d' altra parte se non si vuol rinunziare ai più universalmente accettati concetti elettromagnetici, anzi ai semplici modelli cinematici per l' assorbimento delle righe spettrali, bisogna pure ammettere che debbano esistere, per quanto la teoria [3]) mostri che possono essere molto deboli rispetto alle onde incidenti.

Il Wood tentò adunque di risolvere la questione con schermi colorati interposti sul cammino dei raggi eccitatori. Uno schermo di cianina, il cui assorbimento occupava una regione non molto estesa intorno a D, toglieva solo appunto la riga D dalla luce fluorescente. Ciò potrebbe indurre a pensare che la questione andasse risoluta in senso affermativo, se non fosse che d' altra parte il Wood mette in dubbio la perfetta coincidenza della *stretta banda gialla* che egli osserva colla riga D.

Le ricerche che fece poi invece di avvicinarlo lo allontanarono dalla soluzione. Esse sono eseguite con un tubo a forma di ⊤ in ferro, chiuso alle tre estremità con vetri e votato d' aria. Il sodio era posto nel punto di incontro di due rami,

1) Phil. Mag. (6), 3, 128 e 359, 1902. — Id. id. (6), 6, 362, 1903.

2) Già nel 1861 Miller aveva con resultato negativo ricercato se una fiamma con sodio emottesse lateralmente luce più intensa quando su di essa cadeva la luce di una lampada ad arco (Rep. Brit. Ass. 1861).

3) Drude, Lehrbuch der Optik, pag. 492.

la luce eccitatrice traversava l'apparecchio per il ramo principale e la emessa era osservata per il ramo laterale.

Con questo mezzo il Wood fece un accurato studio del resto dello spettro ma non osservò più la riga D e fu anzi indotto a dubitare delle precedenti esperienze. Veramente la causa della apparente mancanza della riga D era piuttosto da ricercare nel vapore di sodio che necessariamente si espandeva nei rami del tubo, i quali questa volta non contenevano un altro gas.

2. Tale considerazione mi decise a fare nuove esperienze servendomi del metodo di Wiedemann e Schmidt che evita o almeno diminuisce molto questa ultima causa di errore. Chè se i palloncini si alterano rapidamente per azione del sodio sulle pareti di vetro, è agevole farne un gran numero e rinnovarli continuamente per ovviare a tale inconveniente.

La disposizione era in sostanza la stessa di quella usata da Wiedemann e Schmidt: la luce solare mantenuta in direzione costante orizzontale da un' eliostata era fortemente concentrata sul palloncino, la luce emessa lateralmente dal cono di fluorescenza era raccolta da un obiettivo da proiezioni, e cencentrata in un' immagine di detto cono sulla fenditura orizzontale di uno spettroscopio convenientemente disposto.

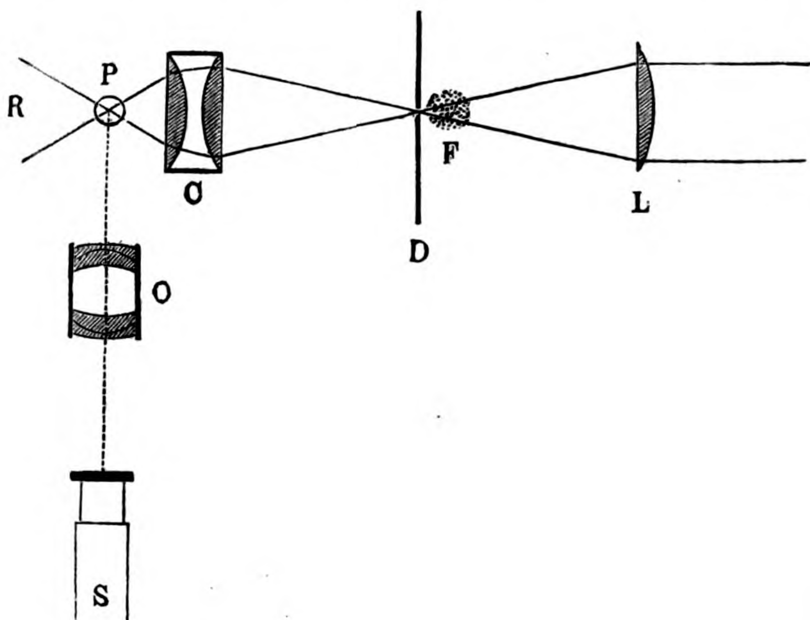
Usai successivamente tre apparecchi spettrali. Prima uno piccolo di Kirchhoff e Bunsen a un sol prisma molto luminoso e di limitata dispersione, che mi servì per le esperienze di orientamento. Poi uno spettrometro di Steinheil, munito di un prisma composto, che separava distintamente le due righe D_1 D_2.

Se si scalda gradatamente il palloncino (è quasi superfluo il dire che si rimane però sempre assai al di sotto della temperatura capace di produrre essa una emissione luminosa) la densità del vapore di sodio cresce gradatamente e allo spettroscopio comparisce e si sviluppa lo spettro di fluorescenza; prima le righe D_1 D_2 fini e nette, poi il colonnato verde, e intanto le righe si espandono, si invertono e anche si indeboliscono per l' assorbimento del vapore, quando esso è molto denso; così che si osservano meglio con vapore poco denso.

Io non ho nelle mie esperienze vista la banda rossa, nè veramente ho cercato in modo speciale di ottenerla, perchè il mio obiettivo principale erano le righe D_1 D_2. Non ho mancato di assicurarmi che queste non provengono dalla fiamma che serve a scaldare il palloncino, ma dal vapore contenutovi.

3. Per ricercare se le righe D_1 D_2 sieno prodotte da luce uguale ad esse o no, ricorsi all' artificio di togliere dalla luce eccitatrice queste righe mediante una fiamma invertente ben carica. Osservo che le righe oscure solari sono sottili e la loro *ombra* contiene ancora luce assai intensa, come sempre le righe di Fraunhofer, mentre una fiamma può dare righe di assorbimento assai più larghe e che (se il fondo continuo è molto intenso, quale quello fornito dalla luce solare) si possono considerare come del tutto oscure.

Usai prima una piccola fiamma di gas illuminante fatto passare su sodio fortemente riscaldato; poi come più comoda



una fiamma Bunsen caricata di vapore di sodio per mezzo di una docetta di platino contenente il bromuro o il cloruro.

Con questa feci la maggior parte delle osservazioni. Perchè tutta la luce traversasse la fiamma e questa non disturbasse colla sua radiazione, disposi gli apparecchi come indica la figura.

La luce solare mantenuta in direzione costante da un'eliostata veniva dalla lente L concentrata nell'apertura del diaframma D, immediatamente prima del quale si trovava la fiamma invertente F, e poi divergeva ma veniva di nuovo e più fortemente fatta convergere dalla doppia lente collettrice C sul palloncino P. L'obiettivo O contrava la luce di fluorescenza sulla fenditura S dello spettroscopio.

Se le righe D_1 D_2 di fluorescenza erano sottili in modo da non uscire dalle due piccole regioni spettrali assorbite, dalla fiamma si osservava che accendendo questa esse sparivano nettamente e ricomparivano subito spengendola.

Se esse invece (a causa della elevata densità) erano espanse in modo da estendersi assai più delle invertite prodotte dalla fiamma, accendendo questa si indebolivano notevolmente, ma ne rimaneva ancora traccia.

Sulla luce verde del colonnato la fiamma invertente non aveva alcuna azione.

4. Questa esperienza mette fuori di dubbio che la luce eccitatrice che produce le righe D_1 D_2 è appunto quella delle righe D_1 D_2 ugualmente espanse. E precisamente perchè si abbiano le due righe fluorescenti, bisogna e basta che la luce eccitatrice contenga vibrazioni uguali in periodo ad alcune almeno di quelle che il vapore è capace di emettere per fluorescenza nelle condizioni di densità in cui si trova.

E ciò è in armonia col ben noto principio del parallelismo tra assorbimento ed emissione, di cui la legge di Kirchhoff è l'espressione matematica nel caso delle emissioni di temperatura, e col principio della conservazione dell'energia, per cui una radiazione non può agire in nessun modo, se non viene assorbita.

Dal fatto poi che il colonnato verde e le due righe, corrispondenti entrambi all'assorbimento del vapore di sodio, sono nell'emissione per fluorescenza indipendenti fra di loro, discende come conseguenza naturale di considerare lo spettro

complessivo del vapore di sodio come la sovrapposizione di due spettri di diversa natura (uno di primo e uno di secondo ordine) e dovuti a sistemi vibratori diversi, e riconnetterlo agli spettri che si osservano nei tubi di Plücker in cui si può variando opportunamente le condizioni della scarica, far predominare o le righe o le bande.

Senza fare qui ipotesi sulla costituzione fisica delle due specie di vibratori [1]) voglio solo notare che il meccanismo di produzione delle bande ha da essere molto complicato, quello delle righe assai più semplice e più facile a conoscere in qualche modo.

5. Dopo avere adunque espressa, come è detto sopra, la relazione tra i fenomeni da me osservati e i principi accettati universalmente, mi è parso interessante di cercare di essi un modello cinematico nel concetto della risonanza con produzione di onde secondarie, partendo dalle leggi delle oscillazioni libere e forzate quali sono esposte nel libro di Lord Rayleigh: *The Theory of Sound* [2]).

Consideriamo adunque il vapore di sodio come costituito da un numero grandissimo di risonatori di due specie corrispondenti alle due righe.

L' equazione del movimento di uno qualunque di essi sarà

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + k\frac{du}{dt} + n^2 u = \mathrm{E} \cos p\, t \tag{1}$$

dove u è lo spostamento al tempo t, k il coefficiente di smorzamento per attrito e per irradiazione, il periodo dell' oscillazione libera se non ci fosse lo smorzamento sarebbe $\frac{2\pi}{n}\chi$, $\mathrm{E}\cos pt$ rappresenta la forza impressa al sistema dalle oscillazioni incidenti di periodo $\frac{2\pi}{p}$.

1) In questo riguardo sono interessanti i lavori di Stark: Ueber die Entstehung der elektrischen Gasspektra, Ann. d. Phys. 14, 506, 1904; Versuche über die Entstehung des Banden-und Linienspektrums, Nachrichten v. d. Königl. Gesell. d. Wiss. zu Gottingen, Math.-Phis. Klasse 1904, Heft 3, pag. 205.

2) Chapter III, pag. 43.

L' integrale della (1) è

$$u = \frac{E}{\pm\sqrt{(n^2-p^2)^2+k^2p^2}}\left\{\cos(pt-\varepsilon)+Ae^{-\frac{1}{2}kt}\cos\left(\sqrt{n^2-\frac{1}{4}k^2}.t-\alpha\right)\right\}$$

dove : $\tan\varepsilon = \frac{kp}{n^2-p^2}$ e il radicale si deve prendere collo stesso segno di n^2-p^2.

Il movimento è adunque resultante di due oscillazioni pendolari, una sincrona della eccitatrice (oscillazione *forzata*) e l' altra (oscillazione *libera*) avente il periodo

$$\frac{2\pi}{\sqrt{n^2-\frac{1}{4}k^2}}.$$

A ed α sono definite dalle condizioni iniziali ; se si suppone di partire dalla quiete nella posizione di equilibrio con p poco diverso da n e k piccolo, le condizioni saranno con grande approssimazione soddisfatte da

$$(2)\quad u = \frac{E}{\pm\sqrt{(n^2-p^2)^2+k^2p^2}}\left\{\cos(pt-\varepsilon)-e^{-\frac{1}{2}kt}\cos\left(\sqrt{n^2-\frac{1}{4}k^2}.t-\varepsilon\right)\right\}.$$

Il secondo termine entro parentesi dopo un tempo sufficientemente lungo diviene trascurabile e le oscillazioni compiute dal sistema sono soltanto le forzate.

La loro ampiezza sarà tanto maggiore quanto più p si avvicina ad n; cioè quanto più il periodo dell' oscillazione eccitatrice si avvicina a quello che avrebbe l' oscillazione propria se non fosse smorzata ; e l' effetto sarà tanto più pronunziato quanto minore è k. E ammettendo, come si suole, che k cresca colla densità del vapore, diremo che quanto più il vapore è denso, tanto più largo sarà l' intervallo in cui può variare p al di qua e al di là di n, mantenendosi n sensibilmente grande. Ciò spiega, come è noto, l' allargamento della riga di assorbimento del vapore coll' aumento della densità. Ma le particelle vibranti diventano nuovi centri di emissione di onde secondarie che daranno allo spettroscopio una riga la quale pure si allargherà aumentando la densità del vapore. E ciò è in perfetto accordo colle esperienze qui descritte. Ma se dalla luc

eccitatrice vengono tolte le lunghezze d'onda corrispondenti a un piccolo intervallo, più piccolo di quello occupato dalla riga di fluorescenza e posto nel mezzo di essa, siccome le oscillazioni forzate e quindi le onde secondarie devono essere esattamente sincrone colle eccitatrici, la riga di fluorescenza dovrebbe divenire oscura nel mezzo (come autoinvertita) mantenendo la stessa intensità ai due lati. Anzi un sottile centro oscuro si dovrebbe avere in ogni caso quando la fluorescenza del vapor di sodio è prodotta dalla luce solare, a causa delle righe D_1 D_2 di Fraunhofer.

6. Per verificare questa conseguenza della teoria, mi occorreva una dispersione maggiore che per le precedenti esperienze. Ho quindi composto un terzo spettroscopio, munendo un grande apparecchio di Kirchhoff di due eccellenti prismi a solfuro di carbonio, e di un cannocchiale di mediocre ingrandimento a fine di ottenere una chiarezza sufficiente. Questo apparecchio mi permetteva di vedere distintamente la riga del nikelio tra le due D solari. Con tale apparecchio ero obbligato a usare la fenditura verticale, e quindi proiettavo su di essa trasversalmente l'immagine del cono di fluorescenza in modo da utilizzare i raggi emessi da tal sezione di esso, che il loro cammino e quello dei raggi eccitatori nell'interno del palloncino fosse il più piccolo possibile [1]).

Orbene, con mediocre densità le righe brillanti di fluorescenza non presentavano nessun centro oscuro. Solo per grandi densità si aveva l'autoinversione, dipendente senza dubbio dall'assorbimento del vapore nel palloncino stesso.

Ho voluto sperimentare ancora l'azione della fiamma invertente, che presentava il vantaggio di dare due righe più larghe e scure delle solari e di permettere prova e controprova.

In questo caso bisognava però cercare di ottenere le righe di fluorescenza molto più larghe e non autoinvertite, e anche

1) In queste esperienze per apprezzare la densità del vapore di sodio contenuto nel palloncino, osservavo quanto erano espanse le righe di assorbimento D_1 D_2 presentate dalla luce trasmessa; la quale era a tal fine ricevuta in R nella fenditura di un piccolo spettroscopio munito di un reticolo piano di diffrazione, che dava nel 3° e 4° spettro una forte dispersione. Questo reticolo costruito dal Rutherford (7201 linee; 8640 spazi per pollice) è stato gentilmente donato a questo gabinetto dal Prof. Antonio Abetti direttore del R. Osservatorio Astronomico di Arcetri.

il più possibile intense per potere stringere la fenditura. A tal fine si prestano bene dei palloncini muniti di due rientri in corrispondenza dell' ingresso della luce eccitatrice e dell' uscita della luce di fluorescenza che viene poi esaminata allo spettroscopio. Con tal mezzo diminuivo molto lo spessore *nocivo* del vapore di sodio traversato dalla luce eccitatrice prima di giungere al punto esaminato e della luce fluorescente da questo emessa.

Così potei provare l' azione della fiamma invertente sopra righe fluorescenti non ancora autoinvertite eppure tanto espanse da unirsi l' una all' altra. Essa non vi produceva centro oscuro almeno in modo notevole, chè qualche volta mi parve di osservarne una pallida traccia. Ad ogni modo anche i lati delle righe si indebolivano notevolmente e questo indebolimento era pronunziatissimo perfino verso il mezzo dell' intervallo $D_1 D_2$, cioè molto al di fuori della regione di penombra delle righe date dalla fiamma.

Dunque non può trattarsi delle sole onde secondarie prodotte dalle *oscillazioni forzate* (nel qual caso si dovrebbe avere una corrispondenza lunghezza d' onda per lunghezza d' onda), ma bisogna ammettere l' esistenza anche di oscillazioni libere e smorzate, che come è noto corrispondono a una riga espansa, la quale avrebbe mascherato del tutto o quasi il centro nero e fatta risentire la sua influenza anche sopra posizioni spettrali relativamente lontane dalle due posizioni caratteristiche.

È quindi necessario (se si vuole mantenere la data interpretazione) l' ammettere che anche il secondo termine tra parentesi della (2) abbia importanza.

Ciò del resto non è affatto irragionevole, perchè i vibratori si devono concepire, oltre che dalle vibrazioni, animati da movimenti rapidissimi e disordinati che li portano a frequenti collisioni. Ciascuna di queste troncherebbe la serie delle oscillazioni dei due vibratori che si urtano, lasciandoli senza vibrazione (poichè il sodio non è scaldato al punto di emettere per temperatura) e per un tempo non molto breve dopo ciascuna collisione il secondo termine sarebbe ragguardevole quasi quanto il primo.

Il modello del vapore assorbente fin qui discusso ha diversi punti in comune con quello discusso dal Lommel [1]).

7. Ma io preferisco un modello alquanto diverso in cui ammetto lo smorzamento costante e piccolissimo (e invero non vedo ragione perchè questo debba aumentare colla densità), e lascio la parte principale alle collisioni le quali sono certo più frequenti con densità maggiori.

Trascurando anzi addirittura k, l' equazione del movimento (1) diviene:

$$(1') \qquad \frac{d^2u}{dt^2} + n^2 u = \mathrm{E} \cos pt$$

e la (2):

$$(2') \qquad u = \frac{\mathrm{E}}{n^2 - p^2} (\cos pt - \cos nt)$$

e per $n = p$:

$$u = \frac{\mathrm{E}}{2n} t \operatorname{sen} nt .$$

Quest' ultima ci dice che nel caso della coincidenza dei periodi si ha una serie di oscillazioni uniformemente rinforzate. E si potrebbe credere che esse potessero divenire sensibili sebbene attingano l' energia solo da una regione infinitamente sottile dello spettro.

Ma la collisione che prima o poi avviene, le ferma, e quindi in ultima analisi il caso limite non ha effetto sensibile sulla luce di fluorescenza. Questa sarebbe data dall' insieme delle infinite n date dalla u per tutti i valori di p non molto diversi da n.

Si hanno cioè per ogni valore di p due oscillazioni pendolari, l' una *libera* e l' altra *forzata* della stessa ampiezza $\frac{\mathrm{E}}{n^2 - p^2}$, cioè tanto maggiore quanto più la luce eccitatrice ha periodo vicino a quello caratteristico.

Allo spettroscopio si dovrebbero quindi osservare due righe, infinitamente sottili, una nella posizione caratteristica corrispondente ad n ed una nella posizione della luce eccita-

1) Wied. Ann. 3, 1878.

trice corrispondente a p. Ma le collisioni troncano dopo un tempo più o meno breve queste oscillazioni, e quindi le due righe corrispondenti a ciascuna oscillazione semplice della luce eccitatrice si espandono tanto più quanto maggiore è la densità [1]).

Non è difficile riconoscere che le collisioni diminuiscono l' importanza degli elementi per cui n è estremamente vicino a p rispetto a quelli per cui n e p sono sensibilmente diversi, perchè impediscono ai primi di raggiungere il valore massimo di u. E ciò insieme coll' effetto precedente spiega l' allargamento delle righe di fluorescenza coll' aumento della densità.

Secondo questo modello non si avrebbe affatto la autoinversione apparente intercalando la fiamma sul cammino della luce eccitatrice e con grandi densità si può avere benissimo una azione di questa anche in posizioni spettrali esterne alle due righe nere che essa produce.

In questo secondo modello noi abbiamo trascurato lo smorzamento, ma a rigore esso non può mai esser nullo, non fosse altro perchè i vibratori perdono energia irraggiando. Così che forse un' immagine abbastanza fedele si potrebbe avere combinando i due modelli.

8. Riassumendo, nella presente Nota:

ho messo fuori di dubbio l' esistenza delle righe D_1 D_2 nello spettro di fluorescenza del vapore di sodio;

ho mostrato che la luce eccitatrice da cui provengono è appunto quella delle righe stesse ugualmente larghe, ma che nel piccolo intervallo spettrale occupato da ciascuna di esse, la luce di una data lunghezza d' onda può eccitare l'emissione anche di lunghezze d' onda diverse;

in fine ho indicato come sia possibile farsi un modello dei fenomeni nel concetto di onde secondarie considerando lo smorzamento o le collisioni dei vibratori.

Esprimo i più vivi ringraziamenti al Prof. Antonio Ròiti che ha messo largamente a mia disposizioue i mezzi del suo Laboratorio.

---

1) Cfr. Drude, Lehrbuch der Optik, pag. 498.

ERRATA CORRIGE.

				Errori	Correzioni
pag.	481	*linea*	10	contrava	concentrava
„	482	„	*terzultima*	$\frac{2\pi}{n}\chi$	$\frac{2\pi}{n}$
„	483	„	24	mantenendosi n	mantenendosi u
„	486	„	23	n date dalla u	u date dalla (2')

SULLA CATODO-LUMINESCENZA DEI CRISTALLI.

Nota del Dott. A. POCHETTINO [1]).

In un' appendice ad una Memoria di W. Crookes, pubblicata nelle *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1879, il Prof. Maskelyne, dando notizia dei risultati di alcune sue esperienze sulla catodo-luminescenza di alcuni cristalli, riferisce che la luminescenza eccitata nello Smeraldo, nella Calamina e nel Zircone dai raggi catodici apparisce polarizzata, e cioè che viene eccitata della luce le cui vibrazioni si compiono parallelamente all' asse della massima elasticità ottica del cristallo; molti altri cristalli da lui studiati diedero luminescenza affatto priva di traccie di polarizzazione.

Io ho voluto estendere queste ricerche ad un numero più grande di minerali, e mi permetto di dare qui qualche notizia preliminare sui risultati *qualitativi* delle mie esperienze.

In queste ricerche ho fatto sempre uso di un tubo a vuoto costruito analogamente ad un tubo Braun, solo di dimensioni notevolmente minori; la estremità del tubo opposta al catodo era chiusa con un tappo di vetro smerigliato e per assicurare meglio una chiusura perfetta, veniva per di più immersa in una vaschetta di mercurio. Nel mezzo del tappo di vetro nell' interno del tubo era saldato un bastoncino sottile di vetro anch' esso, sulla cui estremità con un po' di cera veniva fissato il cristallo nell' orientazione voluta. Il pennello dei raggi catodici, uscente dal diaframma forato della disposizione Braun, si poteva far battere sul punto voluto del cristallo spostando opportunamente un magnete in vicinanza del tubo; questo veniva lasciato sempre in comunicazione colla pompa a mercurio per poter riparare con rapidità alla eventuale emissione d' aria per parte del minerale cimentato e veniva eccitato da un rocchetto d' induzione da 5 cm. di scintilla.

1) Rend. della R. Acc. dei Lincei, Vol. 13, 2° sem., ser. 5., fasc. 6°, 1904.

Ogni osservazione si conduceva così:

Dopo un' accurata lavatura in alcool o in etere, si fissava il cristallo sul gambo di vetro nel tubo per modo che la faccia da cimentare venisse a trovarsi disposta all' incirca normale all' asse del tubo; si faceva quindi il vuoto fino a che compariva abbastanza vivace la luminescenza da studiare, quindi, lasciando continuare lentamente il funzionamento della pompa a mercurio si studiava con un nicol la luce emessa sia inclinando variamente il nicol sul piano della faccia del cristallo, sia spostandolo intorno al tubo a vuoto. Per alcuni cristalli, dalle faccie ben sviluppate, queste operazioni vennero ripetute anche fissando il cristallo nel tubo per modo che il fascio catodico colpisse obliquamente la faccia da studiare.

I risultati ottenuti sono i seguenti. L' orientazione dei cristalli è quella del Miller.

Sistema dimetrico.

1. *Fosgenite.* — Venne esaminato un bel cristallo trasparente, con lucentezza grassa, di colore grigio-bruno chiaro; diede una luminescenza bleu-giallastra di media intensità, piuttosto difficile ad ottenersi, scomparente istantaneamente dopo cessati i raggi catodici eccitatori. Vennero studiate le seguenti faccie: due della forma {210}; una della forma {001} e una della forma {211}; la luce emessa dalla faccia {001} non presentò traccia alcuna di polarizzazione; quasi completamente polarizzata si svelò invece la luce emessa dalle altre faccie; per estinguerla occorreva disporre la diagonale minore del prisma analizzatore normalmente all' asse z del cristallo e ciò comunque si osservasse il minerale.

2. *Scheelite.* — Di questo minerale ebbi a disposizione quattro cristalli: del primo semitrasparente, con lucentezza grassa e colore giallo-grigiastro chiaro esaminai le otto faccie {111}; così per il secondo più trasparente del primo, ma dello stesso colore; del terzo, quasi opaco, con lucentezza più viva, colore bruno, esaminai otto faccie della forma {111}, poi quattro faccie della forma {302} e una faccia di {635}; del quarto campione infine, quasi opaco anch' esso, di colore giallo-gri-

giastro scuro, esaminai quattro faccie della forma {111}. Tutti i cristalli diedero una luminescenza vivissima e molto facile ad ottenersi, di colore bleu, scomparente istantaneamente. Su tutte le faccie su ricordate la luminescenza è nettamente polarizzata, e per estinguerla occorre disporre la diagonale minore del prisma analizzatore normalmente all' asse *z* del cristallo comunque lo si osservasse.

Uno di questi cristalli, il secondo, venne anche, in un altro tubo appositamente costruito, studiato alla temperatura dell' aria liquida; in queste condizioni la luminescenza diventa molto più vivace, rimane polarizzata nello stesso modo e può durare fino a 10 secondi dopo cessati i raggi catodici eccitanti.

3. *Wulfenite.* — Vennero studiati tre cristalli tabulari, ben formati e simili presentanti distinte faccie delle forme {001} ed {113}; tutti e tre i cristalli sono trasparenti, lucenti (specialmente sulle faccie della forma {001}) e di colore rosso-giallastro. La luminescenza è di color verde, abbastanza viva, molto difficile ad ottenersi e scomparente istantaneamente. La luce emessa dalle faccie della forma {001} non presentava traccia alcuna di polarizzazione; parzialmente polarizzata invece era quella emessa dalle faccie della forma {113}; per estinguerla occorreva disporre la diagonale minore del nicol parallelamente all' asse *z*.

4. *Anatasio.* — Ho potuto disporre di un bellissimo esemplare limitato dalle otto faccie della forma {111} e dalle due della forma {001}, quasi opaco con appena qualche traccia di trasparenza sugli spigoli, di colore nero molto lucente. Dà una luminescenza molto vivace, colore verde brillante, scomparente istantaneamente. La luce emessa dalle faccie della forma {001} non presenta traccie di polarizzazione; luce polarizzata quasi totalmente emettono le faccie {111} e per estinguerla occorre disporre la diagonale minore del nicol analizzatore parallelamente all' asse *z*.

5. *Zircone.* — Vennero esaminati due esemplari presentanti le forme {111}, {110}, {100}; ambedue dànno una luminescenza vivace facile ad ottenersi e leggermente permanente, in un esemplare di colore giallastro, nell' altro di colore bleu-giallastro. La luce emessa dalle faccie dei prismi {100}, {110}

e dell' ottaedro {111} è polarizzata quasi completamente, per estinguerla occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore parallelamente all' asse z.

6. *Idrocasio.* — Cristallo di colore verde-giallastro scuro, presentante le forme {001}, {111}, {110}; dà una luminescenza debolissima, molto difficile ad ottenersi, scomparente istantaneamente di colore rosso-vino bleuastro. La luce emessa dalle faccie della forma {001} non è affatto polarizzata, quella dalle faccie della forma {111} è leggermente polarizzata, nettamente polarizzata è infine quella dalle faccie della forma {110}; per estinguere questa luce occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore parallelamente all' asse z.

Sistema romboedrico.

1. *Calcite.* — Vennero esaminati tre esemplari, tutti e tre romboedri di sfaldatura {100}. Tutti presentano una luminescenza rosso-aranciata, vivissima, facile ad ottenersi e permanente fino a 30 secondi dopo la cessazione dei raggi catodici eccitanti; la luce emessa venne trovata completamente priva di polarizzazione.

2. *Cabasite.* — Romboedro {100} incolore, trasparente, tutto sfaldato nell' interno fino ad assumere un colore biancastro. La luminescenza eccitata in questo minerale è verde-bleuastra, difficilissima ad ottenersi, debole e non presenta traccie di polarizzazione.

Sistema esagonale.

1. *Apatite.* — Ho potuto avere a mia disposizione tre campioni di questo minerale: nel primo di colore leggermente verdastro, trasparente potei esaminare le due faccie della forma {111}, quattro faccie della forma $\{01\bar{1}\}$, e due della {100}; nel secondo di color verdastro, molto ricco di faccie, esaminai faccie delle forme {111}, {100}, {120}, {231}, $\{3\bar{1}\bar{2}\}$, $\{01\bar{1}\}$, $\{2\bar{1}\bar{1}\}$; nel terzo, di colore verde molto scuro, faccie delle forme {111} e {100}. In tutti e tre i cristalli si ha su tutte le faccie una luminescenza molto viva, che sparisce istantaneamente al

cessare dei raggi catodici, di colore giallo verdastro, facile ad ottenersi. La luce emessa dalle faccie della forma $\{111\}$ non presenta traccie di polarizzazione quasi totale sulle faccie delle forme $\{0\bar{1}\bar{1}\}$ e $\{2\bar{1}\bar{1}\}$, parziale nelle altre in tal modo che per estinguerla occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore parallelamente all' asse del primo esagono.

2. *Corindone.* — Vennero sottoposti ai raggi catodici tre esemplari diversi : il primo di colore rosa, latteo nel centro, rosso vinato alla periferia con faccie delle forme $\{111\}$, $\{0\bar{1}\bar{1}\}$, $\{100\}$, dà una luminescenza rosso-scarlatta, vivacissima, istantanea, facile ad ottenersi; il secondo di colore azzurro, trasparente, con le faccie delle forme $\{111\}$, $\{00\bar{1}\}$, $\{15\bar{3}\}$, dà luminescenza rossa, poco vivace e difficile ad ottenersi, istantanea; il terzo di colore verde scurissimo, poco trasparente, possiede le due faccie della forma $\{111\}$, e le sei della $\{0\bar{1}\bar{1}\}$, dà ancora una luminescenza rossa, ma molto debole e difficilissima ad ottenersi. La luce emessa da tutte le faccie studiate non presenta la minima traccia di polarizzazione, comunque sia stata eccitata e comunque osservata.

Sistema trimetrico.

1. *Cerussite.* — Vennero esaminati due cristalli: il primo di colore leggermente giallastro, trasparente presenta distinte faccie appartenenti alle forme $\{110\}$, $\{001\}$, $\{100\}$, $\{101\}$; il secondo incoloro, trasparente presenta nette faccie delle forme $\{100\}$, $\{001\}$, $\{101\}$. Ambedue danno una luminesceuza vivace, facile ad ottenersi, istantanea, di colore bleu-verdastro chiaro. La luce emessa dalle faccie della forma $\{001\}$ non presenta traccia alcuna di polarizzazione, le faccie della forma $\{101\}$ emettono luce debolmente polarizzata, quelle invece della $\{110\}$ e $\{100\}$ della luce quasi totalmente polarizzata, in modo che per estinguerla occorre disporre la diagonale minore dell'analizzatore parallelamente all' asse z.

2. *Aragonite.* — Cristallo trasparente, di colore leggerissimamente giallastro con ben distinte le faccie delle forme $\{100\}$, $\{110\}$ e $\{101\}$. Luminescenza di colore bleuastro, poco vivace, istantanea, difficile molto ad ottenersi. La luce emessa

dalle faccie {101} è debolmente polarizzata, quella invece emessa dalle faccie {100} è nettamente polarizzata in modo che per estinguerla occorre disporre la diagonale minore del nicol analizzatore parallelamente all' asse z. Un altro campione, quasi tabulare, del quale vennero studiate faccie delle forme {100} e {110}, diede risultati assolutamente identici.

3. *Barite.* — Cristallo perfettamente trasparente, incoloro, presentante faccie appartenenti alle forme {110}, {001}, {012}, {101}. Luminescenza non molto vivace, di colore violetto, istantanea e piuttosto difficile ad ottenersi. La luce emessa dalle faccie della forma {001} non presenta traccie di polarizzazione, quella emessa dalle faccie della forma {012} presentano polarizzazione parziale, quasi totale invece quella emessa dalle faccie della forma {110}; per estinguere questa luce occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore normalmente all' asse z.

4. *Anglesite.* — Cristallo perfettamente trasparente ed incoloro presentante nettamente distinte faccie appartenenti alle forme {001}, {101}, {012}, {014}. Esso dà una luminescenza vivace, che scomparisce istantaneamente, difficile ad ottenersi, di colore violetto, non presentante, su tutte le faccie, traccia alcuna di polarizzazione. Un secondo campione, quasi identico al primo diede gli stessi risultati.

Sistema monoclino.

1. *Ortose.* — Campione geminato secondo la legge di Baveno, presenta faccie appartenenti alle forme {001}, {101}, {111}, {110} per ciascun individuo; tutte sono ben levigate, di colore bianco leggermente rosato. Dà una luminescenza vivacissima, molto facile ad ottenersi, colore roseo-giallastro, permanente per circa 5 secondi dopo la cessazione dei raggi catodici eccitanti. La luce emessa da tutte queste faccie non presenta alcuna traccia di polarizzazione.

Mi è parso poi non del tutto privo d' interesse l' istituire qualche esperienza su corpi isotropi, resi anisotropi artificialmente; per ora le mie ricerche si sono limitate ai tre seguenti

casi, ma mi propongo di estenderle in seguito ad altri corpi e in altre condizioni.

1. *Vetro compresso.* — Venne studiato un piccolo parallelepipedo di vetro a piombo; esso fu introdotto nel tubo stretto fra le guancie di una piccola morsa d'acciaio. Si ebbe una luminescenza di colore bleu, debolissima, difficile ad ottenersi e scomparente istantaneamente, polarizzata parzialmente; per estinguerla occorreva disporre il nicol analizzatore per modo che la sua diagonale minore fosse normale alla direzione della compressione.

2. *Vetro flesso.* — Da una lamina di vetro da coprioggetti venne tagliata una esile strisciolina, la quale venne flessa e così fissata con ceralacca su una forcella d'ebanite nell'interno del tubo a vuoto. Si ebbe una luminescenza verde, vivace, facile ad ottenersi, istantanea e polarizzata quasi totalmente; per estinguerla occorreva disporre la diagonale minore dell'analizzatore parallelamente all'asse deformato della lamina.

3. *Para stirata.* — Da una lamina di para solida erta $^1/_2$ millimetro venne tagliata una striscia larga 5 millimetri, la quale venne fissata, fortemente stirata su uno speciale sostegno di ebanite. Si ottenne così una luminescenza debole, facile ad ottenersi, di colore bleu, nettamente polarizzata per modo che per estinguerla occorreva disporre la diagonale minore dell'analizzatore parallelamente all'asse di stiramento.

Riassumendo potremo dunque dire:

I. Ogni minerale capace di diventare luminoso sotto l'influenza dei raggi catodici, emette luce di un colore caratteristico, il quale per minerali appartenenti alla stessa specie è indipendente dal colore naturale del cristallo cimentato. In alcuni corpi il colore della catodo luminescenza è identico a quello della luce di fluorescenza in essi eccitata dalla luce ordinaria, come per esempio nella Calcite e nell'Apatite, in altri come nella Fosgenite, nell'Idrocasio e nella Cerussite è simile, in altri infine come nella Arragonite assolutamente diverso. La durata di questa luminescenza dopo cessati i raggi catodici è diversa nei vari minerali, abbastanza rimarchevole nella

Calcite e nell' Ortose. L' eccitazione della catodo-luminescenza non è ugualmente facile nei vari corpi, molto facilmente si ottiene nella Scheelite, Apatite ed Anatasio.

II. Questa luminescenza non è in alcuno dei corpi da me studiati, completamente polarizzata; in alcuni: Ortose, Anglesite, Corindone, Cabasite e Calcite non presenta addirittura traccia alcuna di polarizzazione.

III. L' inclinazione della faccia rispetto al fascio catodico eccitante non altera le modalità qualitative del fenomeno studiato.

IV. L' orientazione del piano di polarizzazione non è la stessa nei cristalli dimetrici ed esagonali, rispetto all' asse principale di simmetria; così per estinguere la parte polarizzata della luce emessa occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore:

parallelamente all' asse principale, nella Wulfenite, Anatasio, Idocrasio ed Apatite.

normalmente all' asse z nella Fosgenite, Scheelite, Zircone.

V. Un' anisotropia prodotta artificialmente in un corpo amorfo produce una polarizzazione più o meno parziale della sua catodo-luminescenza, per estinguere la parte polarizzata di questa occorre disporre la diagonale minore dell' analizzatore parallelamente alla direzione di trazione e normalmente alla direzione di compressione.

Mi è grato dovere il ringraziare il Prof. R. Meli, l' Ing. E. Mattirolo e più specialmente il Prof. A. Sella per la cortesia colla quale vollero porre a mia disposizione i minerali su cui ho potuto eseguire queste ricerche.

INFLUENZA DEL MODO DI PROCEDERE NELLA DEFORMAZIONE SULLE PROPRIETÀ ELASTICHE NEL MARMO.

Nota del Dott. PERICLE GAMBA [1]).

Fino dai miei primi studi sul comportamento elastico del marmo [2]) avevo avuto occasione di osservare che, compiendo dei cicli sempre più vasti, i valori medi delle deformazioni subìte dalla sostanza in esame non rimanevano costanti: nè le curve rappresentanti graficamente i cicli stessi conservavano lo stesso andamento, se le forze flettenti erano applicate al corpo in modo differente.

Dubitando che il modo, con cui le singole lastrine sono deformate, potesse influire anche sul valore della deformazione media, elemento fondamentale per la determinazione del modulo di elasticità, ho intrapreso uno studio a questo proposito e ne espongo qui di seguito i risultati.

Ho adoperato delle lastrine di marmo in tutto simili a quelle già descritte nella Nota citata e lo stesso metodo di osservazione.

Le operazioni compiute sulle singole lastrine sono state le seguenti, ma non sempre si sono seguìte nell'ordine indicato:

1. Una data lastrina veniva sollecitata con un dato peso P; esso agiva per un tempo T, alla fine del quale si osservava la deformazione massima Δ raggiunta dalla lastrina; poi il peso veniva tolto e dopo trascorso un tempo T, uguale al precedente, si notava la deformazione residua δ.

2. La stessa lastrina, ricondotta allo stato iniziale il più esattamente possibile, veniva sollecitata da un peso P' metà di P per un tempo T' metà di T, alla fine del quale gli si aggiungeva un nuovo peso P' uguale al precedente, che agiva con esso per altri T' minuti, di modo che alla fine

1) Rend. della R. Accad. dei Lincei, serie 5., Vol. 13, Fasc. 11, 1904.
2) Nuovo Cimento, Novembre 1898.

di un tempo $T = 2T'$ la lastrina veniva ad essere sollecitata dallo stesso peso P. Si notava la deformazione massima Δ, quindi si sopprimeva un peso P' e dopo T' minuti anche l'altro e trascorso ancora un tempo uguale a T' si osservava la deformazione residua δ.

3. Ricondotta la lastrina allo stato iniziale, si applicava ad essa un peso P'' metà di P' e lo si faceva agire per un tempo T'' metà di T', alla fine del qual tempo si applicava un altro peso P'' per T'' minuti e quindi un altro pure uguale a P'' per altro tempo uguale, e finalmente un altro peso per ugual tempo. Perciò alla fine del tempo $T = 4T''$ la lastrina era sollecitata da un peso $4P'' = P$, come nei casi precedenti.

Si leggeva la deformazione massima, poi nello stesso ordine ed agli stessi intervalli di tempo i pesi venivano soppressi, finchè dopo un tempo T si leggeva la deformazione residua.

4. Ricondotta la lastrina allo stato iniziale, si operava su essa come nel caso precedente, adoperando però un peso P''' metà di P'' e facendolo agire per un tempo T''' metà di T'' e quindi successivamente aggiungendo altri pesi uguali a P''' agenti ciascuno per T''' minuti, finchè dopo un tempo $T = 8T'''$ la lastrina veniva sollecitata da un peso $P = 8P'''$. Letta la deformazione massima, si toglievano i pesi nello stesso ordine, finchè dopo un tempo ancora uguale a T si leggeva la deformazione residua.

5. Finalmente, sempre dopo aver ricondotta la lastrina allo stato iniziale, si agiva su essa per cicli, come è descritto nella Nota citata, in modo però che il massimo peso flettore fosse ancora uguale a P e la durata della sua azione nel ciclo più vasto uguale a T minuti. Si notava la massima deformazione subita dalla lastrina e la deformazione residua.

Come valore della deformazione media si prendeva la media fra i valori delle deformazioni per l'applicazione dei singoli pesi successivi.

Lunghe e laboriose sono state le operazioni per ricondurre volta per volta le lastrine allo stato iniziale, giacchè per un fenomeno di accomodamento spontaneo e probabilmente

a causa della elasticità di seconda specie, le lastrine tendevano ad assumere uno stato di equilibrio, che non corrispondeva esattamente allo stato iniziale; e d'altronde il verificarsi della legge di variazione delle deformazioni medie, variando i processi di deformazione, dipendeva in gran parte dalla eliminazione della deformazione residua, lasciata sulle lastrine dalle forze flettenti. Inoltre queste operazioni le ho dovute compiere a distanza di tempo, avendo constatato, che è solo apparente il ritorno allo stato iniziale di una lastrina, compiuto appena cessato di operare su essa; dopo alcune ore si poteva subito notare uno spostamento, segno che l'equilibrio molecolare non era raggiunto e non era cessato lo stato di anisotropia destato colle flessioni nel corpo. Era quindi necessaria una nuova operazione per riavere la lastrina alle condizioni volute. Per evitare ciò, lasciavo che per alcuni giorni decrescesse in virtù di elasticità susseguente la deformazione residua e poi applicavo dei pesi in senso contrario, finchè questa deformazione era scomparsa.

Nelle tabelle seguenti riporto i valori trovati per la deformazione massima (Δ), per la deformazione residua (δ) in ogni operazione e per le relative deformazioni medie (ε) dovute sempre alla stessa forza flettente.

Nel primo caso si applica un peso di 160 gr. e lo si fa agire per 16 minuti primi, poi si toglie dopo aver osservata la deformazione corrispondente e lasciati trascorrere altri 16′ si osserva la deformazione residua δ. Nel secondo caso si applica un peso di 80 gr. e si fa agire per 8′, poi un altro pure di 80 gr. che agisce per altri 8′ e quindi, dopo aver letta la deformazione massima, si tolgono successivamente i due pesi alla distanza di 8′ l'uno dall'altro e si legge la deformazione residua. Come si vede il peso flettore è stato ancora di 160 gr., la deformazione massima è stata letta dopo 16′ dall'applicazione dei pesi, come nel caso precedente. Nel terzo caso si applica in principio un peso di 40 gr. e poi successivamente altri tre uguali alla distanza di 4′ l'uno dall'altro, sicchè dopo 16′ si trova applicato il peso massimo di 160 gr.; si osserva la deformazione massima Δ e si tolgono i pesi nello stesso ordine e collo stesso intervallo di tempo, in

modo che dopo altri 16′, soppressi i pesi, si osserva la deformazione residua. Nel quarto caso si adoperano pesi ciascuno di 20 gr. e si applicano alla distanza di 2′ l' uno dall' altro; così dopo 16′ si raggiunge il peso massimo di 160 gr. e si legge la deformazione corrispondente; poi si tolgono i pesi collo stesso ordine ed alla stessa distanza di tempo, finchè dopo altri 16′, soppressa ogni forza deformatrice, si legge la deformazione residua. Nel quinto caso si compiono due cicli, usando pesi di 20 gr., l' uno fino ad un massimo di 80 gr., l' altro fino a 160 gr., applicando e sopprimendo i pesi alla distanza di 2′ l' uno dall' altro.

[Vedi Tabella I e diagrammi relativi (Fig. 1)].

25 Aprile					28 Aprile				
Osservazioni	Deformaz.	Differenza	Deformaz.	Differenza	Osservazioni	Deformaz.	Differenza	Deformaz.	Differenza
0	000		008		0	000		003	
		144		000			077		000
1	144		008		1	077		003	
		001		000			002		001
2	145		008		2	079		004	
		001		001			001		001
3	146		↑009		3	080		↑005	
		001		000			000		074
4	147		009		4	080		079	
		001		001			068		001
5	↓148		010		5	↓148		080	
		001		000			001		000
6	149		010		6	149		080	
		000		001			001		001
7	149		011		7	150		081	
		001		139			002		071
8	150		150		8	152		152	

Lastrina n. 1.
P = 160 gr. per 16′.

Lastrina n. 1.
P = 160 gr.; *p* = 80 gr. per 8′ ciascuno.

7 Maggio					3 Maggio				
Osservazioni	Deformaz.	Differenza	Deformaz.	Differenza	Osservazioni	Deformaz.	Differenza	Deformaz.	Differenza
0	000		011		0	000		016	
1	056	056	011	000	1	021	021	032	016
2	058	002	057	046	2	040	019	052	020
3	089	031	058	001	3	060	020	072	020
4	090	001	093	035	4	080	020	092	020
5	124	034	095	002	5	100	020	111	019
6	125	001	127	032	6	120	020	128	017
7	158	033	128	001	7	141	021	145	017
8	159	001	159	031	8	162	021	162	017

Lastrina n. 1.
P = 160 gr.; p = 40 gr. per 4′ ciascuno.

Lastrina n. 1.
P = 160 gr.; p = 20 gr. per 2′ ciascuno.

TABELLA I.

	Lastrina n. 1			Lastrina n. 6		
	Δ	δ	ε	Δ	δ	ε
P = 160 gr. . . p = 160 » . .	150	008	18,25	145 (147)	003 (003)	17,93 (18,18)
P = 160 » . . p = 80 » . .	152	003	18,81	150	003	18,56
P = 160 » . . p = 40 » . .	159	011	19,19	148	000	18,50
P = 160 » . . p = 20 » . .	162	016	19,25	148	000	18,50
(per cicli) **P = 160 gr.** . p = 20 » .	162	010	19,34	159	006	18,68

TABELLA II.

	Lastrina n. 2			Lastrina n. 4		
	Δ	δ	ε	Δ	δ	ε
P = 160 gr. . . p = 160 » . .	270	062	2987	172 (173)	005 (006)	21,19 (21,25)
P = 160 » . . p = 80 » . .	280	078	3012	170	000	21,25
P = 160 » . . p = 40 » . .	270	053	3043	170	000	21,25
P = 160 » . . p = 20 » . .	250?	050	(2812)	173	002	21,50

TABELLA III.

	Lastrina n. 3			Lastrina n. 5			
	Δ	δ	ε	Δ	δ	ε	
P = 160 gr. p = 160 »	181	023	21,25	104	012	9,8	P = 200 gr. p = 200 »
P = 160 » p = 80 »	178	012	21,50	120	012	11,4	P = 200 » p = 100 »
P = 160 » p = 40 »	178	011	21,56	Lastrina di spessore molto maggiore delle altre.			

P indica il peso massimo cui la lastrina è assoggettata.
p » i pesi successivamente posti sulla lastrina.

I numeri fra parentesi indicano che l' osservazione è stata ripetuta dopo aver intercalate tutte le altre.

Nell' ultima operazione la lastrina n. 2 non era stata ricondotta perfettamente allo stato iniziale.

Per un urto accidentale nel ricondurla allo stato iniziale la lastrina n. 3 si rompe.

Le varie osservazioni, come ho già detto fin da principio, non si sono sempre seguite collo stesso ordine, con cui sono riportate nelle tabelle.

Come si vede chiaramente dalle tabelle precedenti le deformazioni medie variano al variare del modo con cui sono applicate le forze flettenti. Esse tendono ad aumentare, frazionando il peso massimo, che deve sollecitare le lastrine, ed applicando i pesi frazionari successivamente con dati intervalli costanti di tempo, in modo però che l' azione di questi pesi e quella del peso massimo abbiano la stessa durata.

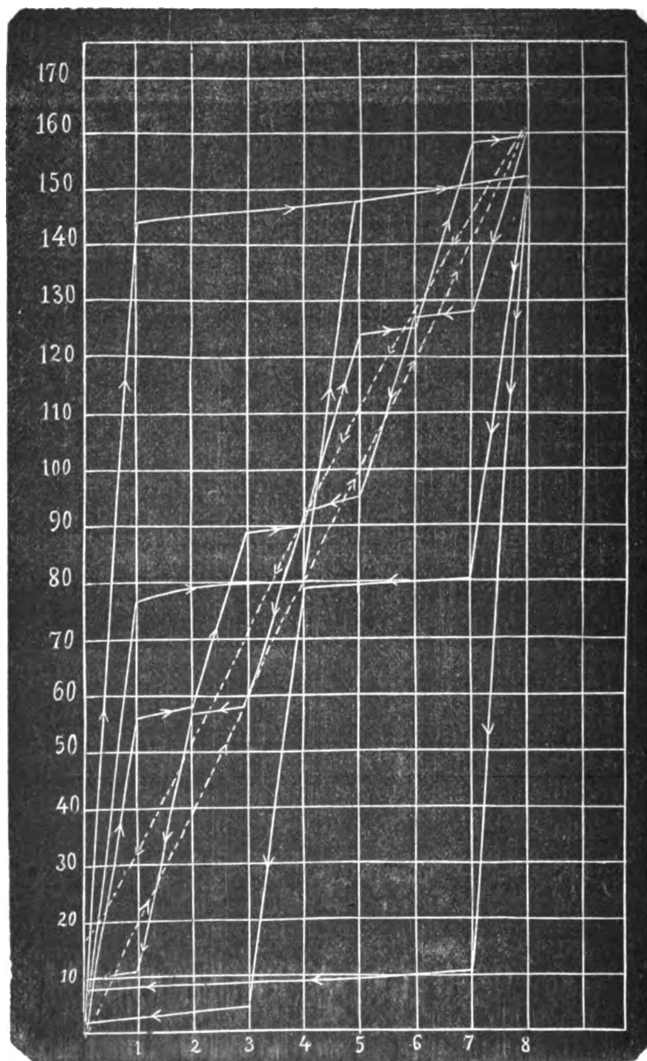
Ho poi limitato questo studio ad una frazione discreta del massimo peso flettore, perchè in questo modo ho potuto, con osservazioni ogni 2', seguire l' andamento del fenomeno, per poterlo, volendo, rappresentare con una curva (vedi figura 1). Ma mi ero riservato di completare questa mia Nota con altre osservazioni sul medesimo soggetto compiute successivamente, che confermano i risultati precedentemente esposti.

Alcune delle lastrine già studiate e ricondotte allo stato iniziale con sufficiente precisione ed altre mai adoperate, le ho assoggettate a forze flettenti che da un valore relativamente piccolo passavano per gradi quasi insensibili a valori piuttosto grandi, e colla medesima legge all' incirca decrescevano fino ad assumere il valore primitivo.

Dopo numerose prove ho potuto raggiungere l' intento, costruendomi un leggiero recipiente di legno, il fondo del quale era attraversato da un tubetto di vetro che terminava all' esterno con un foro assai piccolo, mentre nell' interno era piegato ad U, in modo da poter funzionare come un sifone in un vaso di Tantalo. Questo recipiente poteva essere appeso alla staffa applicata alla lastrina. In esso si faceva cadere del mercurio contenuto in un altro recipiente e dal quale l' efflusso si poteva regolare in modo che il recipiente di legno impiegasse lo stesso tempo a riempirsi ed a vuotarsi. Così

per gradi quasi insensibili la lastrina era sollecitata con aumenti di peso costanti fino al massimo, dopo il quale per l'ef-

(Vedi Tabella I, lastrina n. 1).



(Osservazioni fatte ogni 2'). tempi

P = 160 gr.	P = 160 gr.	P = 160 gr.	P = 160 gr.
p = 160 »	p = 80 »	p = 40 »	p = 20 »

Fig. 1.

flusso spontaneo del liquido diminuivano gradatamenie le forze flettenti. Nel frattempo osservavo periodicamente al canocchiale la deviazione della scala riflessa dagli specchietti dalla quale poi deducevo, come al solito, la deformazione delle lastrine. Queste poi ricondotte sempre con ogni cura allo stato iniziale, venivano dopo qualche tempo sollecitate con un peso unico equivalente al peso massimo precedente e che agiva pure per un tempo uguale; le osservazioni al canocchiale erano fatte cogli stessi intervalli.

Qui di seguito riporto le tabelle coi numeri corrispondenti alle singole osservazioni ed i valori delle deformazioni massime, residue e medie, che pongo a confronto fra di loro.

Vedi Tabella IV e diagramma relativo (Fig. 2).
30 Agosto 1904.

Osservazioni	Deformaz.	Differenza	Deformaz.	Differenza	
0	000		010		Lastrina n. 7.
1	010	10	028	18	Peso del vasetto vuoto = gr. 12.
2	028	18	042	14	" mercurio = gr. 150.
3	046	18	058	16	P = 152 gr.
4	↓ 065	19	↑ 072	14	Osservaz. fatte ogni min. primo.
5	082	17	087	15	L' ultima osservazione è fatta alla distanza di circa $^1/_2$ min.' dalla precedente.
6	099	17	100	13	
7	117	18	115	15	
8	133	16	132	17	
9	151	18	146	14	
10	(160)	(9)	(160)	(14)	

TABELLA IV.

	Lastrina n. 6			Lastrina n. 7		
	Δ	δ	ε	Δ	δ	ε
P = 162 gr. . . *p* = 162 » . .	151 (150)	003 (001)	17,45 (18,46)	153	000	18,88
P = 162 » . . *p* frazionatissimo	154	008	18,52	160	010	19,13

TABELLA V.

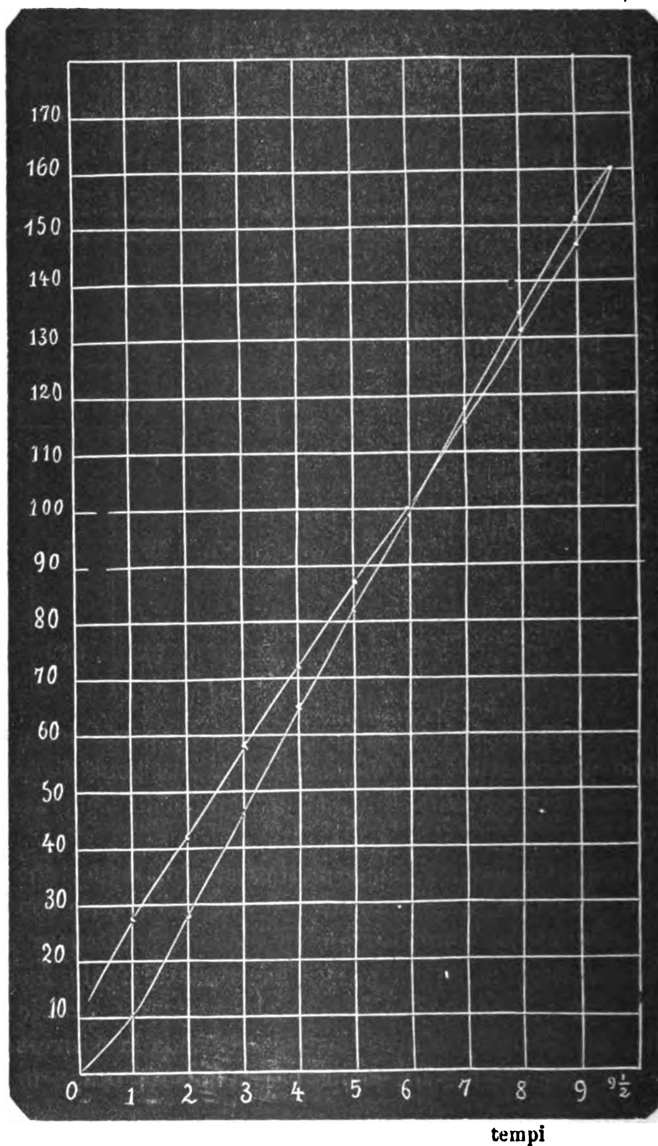
	Lastrina n. 8			Lastrina n. 9		
	Δ	δ	ε	Δ	δ	ε
P = 162 gr. . . *p* = 162 » . .	178	012	21,50	162	016	19,25
P = 162 » . . *p* frazionatissimo	178	011	21,56	162	012	19,50

L'esperienza, in questo modo eseguita, conferma quanto abbiamo già asserito; la deformazione media tende ad aumentare, come era prevedibile, e ciò malgrado le esigenze del metodo.

Infatti, fra esse, l'azione del vasetto di legno, che continua a gravitare sulla lastrina per qualche istante dopo cessato l'efflusso del liquido e quindi tende a mantenere la deformazione residua ad un valore superiore al reale, non è da trascurarsi, in quanto che è noto che basta un piccolo peso residuo per impedire che la lastrina riprenda la posizione iniziale e mantenga per un tempo relativamente lungo una deformazione, che in condizioni normali corrisponderebbe ad una notevole forza flettente. Ciò malgrado la legge si verifica.

Ma la curva che rappresenta il fenomeno (vedi fig. 2) non è la stessa, giacchè l'efflusso del liquido dal recipiente

(Vedi Tabella IV, lastrina n. 7).



P = 162 gr. Sollecitata in modo continuo.

Fig. 2.

non è costante; il vasetto si vuota in tempo uguale a quello impiegato per riempirsi, ma mano a mano che diminuisce la pressione sulla superficie del liquido l' efflusso diminuisce; quindi in principio in un tempo t esce più liquido di quello che sia entrato nello stesso intervallo, mentre via via questa quantità va scemando, fino a divenire uguale e poi minore. Mentre nella curva il ramo di andata è in tutto simile a quello delle altre curve, il ramo di ritorno è in principio più basso, poi ad un dato momento taglia la curva precedente e le rimane al di sopra. E si deve notare che anche per ciò le singole lastrine tendono a conservare una deformazione permanente, che non mostrano, almeno così grande, assoggettandole alle stesse forze deformatrici massime, agenti per lo stesso tempo senza frazionamenti.

LIBRI NUOVI

ATTI DEL CONGRESSO INTERNAZIONALE DI SCIENZE STORICHE.

(Roma 1-9 Aprile 1903). Vol. 12, Atti della Sezione VIII: *Storia delle Scienze fisiche, matematiche, naturali e mediche*. Roma, Tip. della R. Accad. dei Lincei, 1904.

È stato pubblicato in questi giorni il volume XII degli Atti del Congresso internazionale di Scienze storiche, tenutosi, come è noto, in Roma, dal 1° al 9 Aprile 1903, il quale contiene gli Atti della Sezione VIII: Storia delle Scienze fisiche, matematiche, naturali e mediche. Questa Sezione tenne nove sedute discutendo cinque temi e ascoltando ventinove comunicazioni: ci sembra opportuno di segnalare quelle che maggiormente interessano le scienze fisiche.

Il Prof. Loria, nel tema che intitolò *un' impresa nazionale di universale interesse* caldeggiò la proposta di pubblicare la raccolta integra delle opere di Evangelista Torricelli, tessendo brevemente la storia dei manoscritti torricelliani, che, riordinati da Vincenzo Viviani, non furono mai pubblicati che in minima parte. Appoggiò vivamente la proposta il

Prof. Paolo Tannery, ch'ebbe già ad occuparsi del Torricelli, e il Congresso emise ad unanimità il voto che la grande pubblicazione sia, dopo le necessarie indagini, iniziata sotto la direzione della R. Accademia dei Lincei.

Tra le comunicazioni è da notarsi una importante memoria dell'illustre Prof. Maurizio Cantor, su Girolamo Cardano, che, in assenza dell'Autore, era stata riassunta al Congresso dal Prof. Loria, ed ora viene pubblicata integralmente.

Col titolo di *Notizie sulla letteratura voltiana*, il Professor Carlo Somigliana tratta con molta dottrina delle opere del grande fisico italiano, classificandole in tre gruppi, e proponendo al Congresso, che lo approvò ad unanimità, un voto per la pubblicazione delle opere voltiane da farsi coll'accordo dell'Accademia dei Lincei e del R. Istituto Lombardo. Tale voto non è che la rinnovazione di quello fatto a Como nel 1899 in occasione del Congresso internazionale degli Elettricisti e della Società italiana di fisica.

Una profonda e brillante comunicazione del Prof. Giovanni Vailati sulla dimostrazione del principio della leva data da Archimede, combatte gli argomenti del Mach, che vede in quella dimostrazione una petizione di principio, e discute quali siano gli assiomi in essa presupposti da Archimede.

A scagionare il Lavoisier dall'accusa di plagio rivoltagli specialmente da Lord Brougham e da altri chimici inglesi, è dedicata una interessante memoria del Prof. Icilio Guareschi.

Ricordo ancora la comunicazione del Prof. Gustavo Uzielli sulle misure e sul corpo di Cristo come misura nel Medio Evo in Italia; quella del Prof. Günther di Monaco sullo strumento detto *Radius Astronomicus* o *Jacobstab;* quella del Dott. Mario Baratta sulla Storia degli apparecchi sismici, una del sottoscritto sulle conoscenze del fenomeno della marea nell'evo antico e nel medio, e finalmente una nota dell'Ing. Diamilla-Müller sull'invenzione della bussola.

L'intero volume, di 330 pagine, accuratamente redatto e stampato, è insomma un cospicuo monumento dell'attività e dell'importanza del Congresso. La pubblicazione di questo, come degli altri volumi del Congresso, già editi o tuttora in corso di stampa, è dovuta quasi esclusivamente alle pazienti

ed amorevoli cure del Dott. Giacomo Gorrini, l'infaticabile segretario generale del Congresso stesso.

Roma, 17 Ottobre 1904.

R. ALMAGIÀ.

DIE FÜR FECHNIK UND PRAXIS WICHTIGSTEN PHYSIKALISCHEN GRÖSSEN IN SISTEMATISCHER DARSTELLUNG,

von OLOF LINDERS.

(Leipzig, Verlag von Jäch e Schunke, Mrk. 10. 1904).

La lodevole intenzione dell'autore è la seguente: Fornire una rappresentazione sistematica e chiara dell'insieme di grandezze che si incontrano nella tecnica e nella pratica. Perciò partendo dalla trattazione delle grandezze geometriche e dei loro sistemi di misura, egli passa a quelle meccaniche, a quelle calorimetriche, e ottiche, per fermarsi con una notevole estensione sulle grandezze elettriche, magnetiche, ed elettromagnetiche. Egli tratta poi particolarmente nell'ultimo capitolo dei sistemi di misura tecnofisici e del sistema decimetro-chilogrammo-secondo e di quello centimetro-chilogrammo-secondo.

Il libro dovrebbe essere di attualità e sembra fatto anzi per la occasione di una futura discussione sulla nomenclatura delle diverse unità di misura da farsi al Congresso di S. Louis.

Perciò l'autore nelle tabelle che presenta riporta spesso le denominazioni delle grandezze proprie alla lingua latina, italiana, francese, spagnola, inglese, tedesca e persino di una lingua che ha tutto l'aspetto dell'*esperanto*.

La intenzione dell'A. è senza dubbio assai buona ed il suo libro si legge con interesse; il relatore dubita però che egli abbia raggiunto lo scopo prefisso. L'uso esteso delle lettere dell'alfabeto russo ad es. ci sembra debba ostacolare assai la diffusione vagheggiata dall'A. di questo libro tra le cerchie dei tecnici.

Sono noti quanti infelici tentativi sono stati fatti per unificare i diversi linguaggi del mondo; mi sembra che questo dell'A. deva prendere un posto tra di essi, quantunque se è d'uopo ripeterlo la intenzione dell'autore sia veramente lodevole.

GRASSI.

JAHRBUCH DER ELEKTROCHEMIE.

BERICHTE ÜBER DIE VORTSCHRITTE DES JAHRES 1902.

(Halle a S. Verlag von Wilhelm Knapp, 1904. Mrk. 24, pag. 750).

Questo prezioso lavoro di recensione si riferisce alle pubblicazioni del 1902. Esso è compilato da Danneel Sackur Harms Mugdan Askenasy Kügelgen Elbs Borchers; e si divide in due parti: l' una dedicata alle ricerche scientifiche, l' altra alle applicazioni industriali. La prima si divide in: generalità, apparecchi, teorie, conducibilità e soluzioni, energia chimica ed elettrica, polarizzazione ed elettrolisi, fenomeni elettrici nei gas. La seconda parte contiene: generatori di corrente, prodotti e processi elettrochimici organici, metalli, prodotti inorganici, la elettrolisi degli alcali e l' imbianchimento, apparecchi di elettrochimica tecnica, galvanotecnica e campi affini, letteratura, libri e pubblicazioni periodiche.

Sarebbe fuori di luogo entrare nei particolari minuti di quest' opera che si presenta senza dubbio come particolarmente accurata e come mezzo opportuno e prezioso per tenere al corrente del movimento scientifico in questo interessante campo di ricerche. GRASSI.

RADIUM UND ANDERE RADIOACTIVE SUBSTANZEN.

RUHMER E.

Unter Benutzung eines von Will J. Hammer New-York gehaltenen Vortrages bearbeitet und mit zahlreichen Ergänzungen sowie einer ausführlichen Literatur, Uebersicht versehen. 52 Seiten mit 8 Text. fig. Berlin, 1904. 2,50 Mk.

Il lavoro precedente è un' esposizione chiara e sintetica delle più importanti proprietà del Radio e di altre sostanze radioattive secondo lo stato delle attuali conoscenze. L' introduzione tratta dei fenomeni di fluorescenza e fosforescenza, secondo una comunicazione dell' illustre elettrofisico Will J. Hammer, poichè questi han condotto alla scoperta dei fenomeni radioattivi. La seconda parte del lavoro contiene oltre 600 indicazioni bibliografiche relative a sostanze radioattive, disposte in ordine alfabetico per autore, e accompagnate per lo più da una breve indicazione del contenuto.

Questa compilazione arriva fino al 20 Marzo, e sarà di grande valore per tutti coloro che si occupano di sostanze radioattive e della loro misteriosa essenza, che desta un sempre crescente interesse, perchè essa dà su questo argomento la più completa bibliografia comparsa fino ad oggi.

ANNUAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES POUR 1905.

(Gauthier-Villars, Paris).

La nota libreria Gauthier-Villars ha pubblicato, come ogni anno, questo eccellente Annuario pel 1905.

È un piccolo volume compatto che contiene, come sempre, una quantità d'indicazioni indispensabili all'ingegnere ed a chiunque si occupi di scienza. Tra le notizie di quest'anno è da notarsi in modo speciale quella di M. P. Hatt « Spiegazione elementare delle maree ».

Il volume è in-16, di circa 800 pag. con figure; costa L. 1,50 (franco L. 1,85).

RIVISTA

Physikalische Zeitschrift. Aprile 1904.

NICOLAJEW WLADIMIR. *Sull' importante funzione della conducibilità elettrica nel campo dell' elettrostatica* (pp. 169-174). — Quando si esaminano le attrazioni e le ripulsioni che avvengono tra un conduttore carico e un isolante, si trascura in generale la conducibilità elettrica dell' isolante e del mezzo.

Questa conducibilità può modificare talvolta le azioni elettrostatiche. Per dimostrarlo l'A. descrive una serie di esperienze tra le quali citerò la seguente. Pezzi di colofonia, vetro, caucciù, ecc. sono sospesi a un filo e immersi in olio di vaselina accanto a un conduttore carico di elettricità. Se la conducibilità loro è superiore a quella della vaselina c'è attrazione, se è inferiore c'è ripulsione. La ripulsione si manifesta pure quando tra isolante e conduttore carico c'è aria ionizzata con radio.

ABRAHAM MAX. *Per la telegrafia senza fili* (pp. 174-179).

LECHER E. *Sulla corrente anulare senza elettrodi* (pp. 179-180). — Due anelli abbracciano esattamente un tubo di vetro vuotato e comunicano coi due estremi di una spirale. Uno schermo di sta-

gnola separa la spirale dal tubo. Eccitando la spirale, nel tubo si vede un bell'anello luminoso che scompare se si tolgono i due anelli, anche se con un filo di platino saldato al tubo si cerca di ionizzare il gas mediante una macchina elettrostatica.

Ponendo il tubo tra le armature di un'elettrocalamita, coll'asse parallelo alle linee di forza, essendo circondato dai due anelli che sono portati alternatamente a potenziali elevati, e eccitando l'elettrocalamita, si costituisce nuovamente l'anello.

BUCHHOLZ HUGO. ***Lavoro del premio Poincaré 1889-90 e ricerca di Gildén sul problema dei tre corpi nelle sue conseguenze per l'astronomia*** (pp. 180-186).

BRAUN F. ***Metodi per aumentare l'energia del trasmettitore nella telegrafia senza fili (cosidetta montatura a energia)*** (pp. 194-199). — Per aumentare quest'energia si può aumentare la capacità o il potenziale della carica.

L'aumento della capacità porta di conseguenza la diminuzione dell'autoinduzione, il che va a detrimento dell'accoppiamento tra antenna e circuito oscillante. Evidentemente il potenziale non può crescere oltre certi limiti, sia per causa degli isolanti, sia perchè scintille troppo lunghe assorbirebbero una percentuale di energia troppo forte. Bisogna dunque mantenersi entro certi limiti e l'A. descrive alcune opportune disposizioni di condensatori in cascata, ma non si possono riassumere senza le numerose figure del testo. Il frazionamento della scintilla in varie altre è vantaggioso quando si hanno potenziali elevati, perchè permette di avvicinare il sistema a quella lunghezza di scintilla che dipende dalla capacità e dall'induzione, per cui il rendimento è massimo.

Occorrendogli la misura di differenze di fase, eccita in due circuiti delle f. e. m. indotte sia quando sono in serie sia quando sono in parallelo, e determina l'effetto sia mediante la lunghezza delle scintille prodotte, sia mediante l'azione termica. Se nei due casi le scintille indotte hanno le lunghezze f_1 e f_2, e le azioni termiche sono T_1 e T_2, indicando con Φ la differenza di fase, si ha:

$$\operatorname{tg}\frac{\Phi}{2}=\frac{f_2}{f_1}=\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

BRAUN F. ***Formazione di corpi birifrangenti con parti costituenti isotrope*** (pp. 199-203). — Si può spiegare la doppia rifrazione ammettendo che la costante dielettrica abbia valori differenti nelle diverse direzioni. L'A. si propone di verificare ciò colle onde elettriche. Perciò mediante mattoni fa un reticolo largo e alto m. 1,1 colle pile di mattoni a distanza di quattro o cinque cm. avente lo spessore di 24 cm. e visto che questo da solo non ha effetto ne raddoppia, triplica lo spessore.

Dallo stato di polarizzazione delle oscillazioni che escono dal

reticolo, si vede che questo presenta una forte birifrangenza che si accorda colla costante dielettrica determinata a parte.

NICOLAJEW WLADIMIR. *Dimostrazione sperimentale del campo elettrico nell' interno di isolatori immersi in elettroliti; rotazione continua dell' isolante in senso determinato* (pp. 203-205). — Un vaso di vetro si trova in acqua o nitrobenzolo e nel suo interno che è vuoto si trova sospeso un ago magnetico o una lamina metallica, girevoli intorno ad asse verticale. Il vaso si trova tra due elettrodi che comunicano con un trasformatore a 15000 volta. La lamina si dispone coll' asse nella direzione degli elettrodi. Se questi sono fuori del liquido la loro azione è nulla, ciò che prova che il precedente campo elettrico era prodotto dalla corrente che attraversa l' elettrolita.

Se la lastrina è fissa rispetto agli elettrodi il vaso entra in rotazione continua e se essa è in posizione eccentrica il vaso si sposta.

CZUDNOCHOWSKI W. BIEGON. *Comportamento di nuclei di ferro cilindrici, mobili in coppie di rocchetti; contributo alla teoria delle lampade ad arco differenziali* (pp. 205-210). — Un nucleo cilindrico di ferro dolce coassiale con una spirale percorsa da corrente, è attratto verso l' interno con una forza che dipende secondo leggi note dalla corrente, dal numero delle spire, dal diametro del nucleo, dal rapporto della sua lunghezza a quella del rocchetto e dalla reciproca distanza.

Facendo variare questa distanza la forza passa per un valore massimo.

Quest' attrazione è applicata nella regolazione delle lampade ad arco e l'A., ne fa uno studio riferendosi alle lampade differenziali, nelle quali ci sono due spirali e fra esse il nucleo di ferro.

L'A. conchiude che per ottenere la massima sensibilità di regolazione bisogna scegliere la posizione di regolazione in modo che le due forze d'attrazione siano col massimo valore possibile. Ciò si ottiene scegliendo la distanza tra le due spirali in modo che per entrambe coincidano i massimi d' attrazione.

HIMSTEDT F. *Sull' emanazione radioattiva delle sorgenti di acqua e di petrolio* (pp. 210-213). — L'A. conferma che l'acqua di sorgente ha la proprietà di rendere attiva l' aria che è costretta ad attraversarla; se inversamente aria attiva passa attraverso ad acqua inattiva la rende attiva.

Il petrolio che scaturisce dalle sorgenti è fortemente attivo.

Allorchè liquido e gas sono in presenza, si stabilisce tra essi uno stato di equilibrio per riguardo all' attività. In complesso per quest' emanazione delle acque e dei petroli di sorgente valgono le leggi di Dalton e di Henry.

L'A. dimostra che un serpentino di rame lungo il quale cir-

coli aria comunica sempre a questa la sua attività se la temperatura è superiore a — 147°, non la comunica mai se la temperatura è inferiore a — 154° così che la sua emanazione è probabilmente identica a quella del radio che si condensa a — 150°. Presi tre recipienti di vetro I, II, III comunicanti fra di loro in modo però che si possa interrompere la comunicazione di III cogli altri due, riempitili di emanazione di radio in modo da essere luminosi e poi immerso il recipiente I nell'aria liquida, essendo chiusa la comunicazione con III, sparisce la luminosità in I e II, resta in III; ritolto dall' aria il recipiente I, in esso e in II ricompare poco per volta la luminosità.

L' aria e l' acqua attiva, chiuse ermeticamente perdono poco per volta la loro attività.

Rispondendo alla domanda di R. Schenk l'A. dimostra che l' emanazione del radio non è da confondersi con l' ozono.

L'A. crede pure che la sostanza radioattiva sia estremamente diffusa nella terra e non sia altro che radio; abbondi più nell' interno che alla superfice, e poichè il radio possiede sempre una temperatura superiore a quella dell' ambiente, l'A. si chiede se esso non debba influire sulla temperatura dell' interno della terra.

INDRIKSON TH. *Sullo spettro dell' emanazione* (pp. 214-215). — L'A. vuole ripetere l' importante esperienza del Ramsay sulla produzione di elio per parte del radio.

Perciò separa l' emanazione del radio in un tubo di Plücker e ne esamina lo spettro.

In esso dapprima non compariva traccia di righe dell' elio anche se era eccitato colle scariche di un rocchetto. Ma dopo pochi giorni, sparì la luminosità dell' emanazione, e incominciarono a mostrarsi pallidissime righe di elio. In seguito esse si rinforzarono e finalmente comparve anche la riga gialla quando parte del tubo venne immersa nell' aria liquida.

PFLÜGER A. *L'assorbimento nell' estremo ultravioletto di quarzo calcite, salgemma, fluorite, glicerina e alcool* (pp. 215-216). — Le determinazioni sono fatte con spettrometro e termopila. Quarzo e sale sono i più trasparenti assorbendo notevolmente solo verso i 200 $\mu\mu$; gli altri corpi con spessore di 1 cm. per onde minori di 200 $\mu\mu$ sono quasi perfettamente opachi. A. AMERIO.

FINE DEL VOLUME VIII SERIE V.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXXXVII.

Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Berti Giuseppe Alfonso
Glabrowitz Giulio
Marini Ludovico

Hanno pagato la quota del 1904 i Soci:

Chiavassa Flaminio
Contino Gaetano
Ercolini Guido
Fornari Ugo
Gritti Renzo
Morera Giacinto
Pitoni Rinaldo
Sacerdote Mario

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXXXIX.

Ha pagato la quota del 1903 il Socio:

Panichi Ugo

Hanno pagato la quota del 1904 i Soci:

Antoniotti Riccardo
Casati Giuseppe
Cassuto Leonardo
Cinelli Modesto
Pierucci Francesco
Rabitti Paolo

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pag. CCXLI.

Ha pagato la quota del 1903 il Socio:

Corbino Orso Mario

Hanno pagato la quota del 1904 i Soci:

Allegretti Mario
Arnò Riccardo
Bassi Pietro
Battelli Angelo
Benetti Annibale
Bonacini Carlo
Brucchietti Giuseppe
Buscemi Vincenzo
Burzagli Vincenzo
Campanile Filippo
Cardani Pietro
Carnazzi Procida
Corbino Orso Mario
Crescini Ezio
Del Torre Giacomo
Fornari Cesare
Garbasso Antonio
Giammarco Arturo
Giazzi Ferdinando
Gnesotto Tullio
Grassi Guido
Maggi Antonio
Malagoli Riccardo
Martini Tito
Mazzotto Domenico
Meda Giovanni
Nasini Raffaello
Pagliani Stefano
Pezzini Niccola
Razeto Michele
Righi Augusto
Rossi Andrea
Santarelli Giorgio
Schincaglia Ignazio
Sironi Adolfo
Stefanini Annibale
Stromei Emilio
Vicentini Giuseppe
Volterra Vito
Zublena Pietro